



Deux aspects de l'influence des continents sur le manteau terrestre

Florence Levy

► To cite this version:

Florence Levy. Deux aspects de l'influence des continents sur le manteau terrestre : Initiation de la subduction - Effet thermique des racines continentales. Planète et Univers [physics]. Université Paris 7 - Denis Diderot, 2009. Français. NNT : . tel-01357539

HAL Id: tel-01357539

<https://theses.hal.science/tel-01357539>

Submitted on 30 Aug 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT
présentée par

FLORENCE LÉVY

pour l'obtention du titre de Docteur de l'Université Paris 7 - Denis Diderot
Spécialité : Géophysique

Préparée dans l'Équipe de Dynamique des Fluides Géologiques

*Deux aspects de l'influence des
continents sur le manteau terrestre*

Initiation de la subduction - Effet thermique des racines continentales

Soutenue le 1^{er} décembre 2009

Devant le jury composé de :

Claude JAUPART	Université Paris 7 - IPG, Paris	Directeur de thèse
Kerry GALLAGHER	Université Rennes 1	Rapporteur
Joseph MARTINOD	Université Toulouse 3	Rapporteur
Jean-Paul MONTAGNER	Université Paris 7 - IPG, Paris	Examineur

Institut de Physique du Globe
Université Paris 7 - Denis Diderot

Résumé

Cette thèse en deux parties porte sur certains effets des continents sur le manteau terrestre.

La première partie traite de l'initiation des zones de subduction, processus que les théories existantes peinent à expliquer. Nous proposons un modèle où la plongée de la lithosphère démarre au niveau des marges passives. La croûte continentale, peu dense et épaisse, présente une élévation par rapport au plancher océanique. Il en résulte des contraintes suffisantes pour induire un étalement de la croûte continentale sur la lithosphère océanique. Sous l'effet de cette charge, la plaque océanique se fléchit. Un découplage peut alors se produire et dans certaines conditions, aboutir à une plongée de la lithosphère dans l'asthénosphère. Nous étudions ce mécanisme au moyen d'expériences de laboratoire et de calculs théoriques. La lithosphère océanique est modélisée par une plaque élastique, le manteau sous-jacent et la croûte continentale par des fluides visqueux. Nous obtenons que trois nombres sans dimension contrôlent le processus d'initiation de la subduction. L'un implique le contraste de densité entre lithosphère océanique et manteau sous-jacent. Le démarrage d'une subduction dépend aussi du rapport entre l'épaisseur élastique de la lithosphère océanique et l'épaisseur initiale de la croûte continentale. Il est favorisé par une lithosphère d'importante épaisseur élastique et par une croûte continentale mince. Le troisième nombre sans dimension est le rapport entre la distance horizontale sur laquelle s'étend la croûte et le paramètre flexural de la plaque océanique. La plongée de la lithosphère s'initie plus facilement si l'extension crustale n'affecte qu'une faible distance, ou pour une lithosphère résistante (*i.e.*, épaisse). La possibilité d'initier une subduction dépend donc à la fois des propriétés de la plaque océanique et de celles de la croûte continentale adjacente. Elle n'est pas uniquement fonction de l'âge de la lithosphère océanique. Notre modèle permet par ailleurs d'expliquer certaines caractéristiques des marges passives.

Dans une seconde partie, nous nous intéressons à la structure thermique des racines continentales, et aux contraintes que le flux de chaleur à leur base apporte sur la convection mantellique. Nous focalisons notre étude sur le bouclier canadien. Nous présentons de nouvelles déterminations du flux de chaleur surfacique pour la partie nord du craton, où la lithosphère est supposée la plus épaisse. Elles mettent en évidence une large zone où le flux est très faible ($\sim 29 \text{ mW.m}^{-2}$). Le flux de chaleur enregistré à la surface comprend deux contributions : l'une provient du manteau, l'autre résulte de la chaleur produite dans la croûte par la désintégration des éléments radioactifs. L'utilisation conjointe des données de flux et des temps de trajets issus d'un modèle tomographique permet de séparer ces contributions. Nous obtenons que le flux de chaleur à la base de la lithosphère du bouclier canadien n'est pas uniforme. Ses variations, de $\pm 3 \text{ mW.m}^{-2}$ autour d'une valeur moyenne de 14 mW.m^{-2} , sont associées à des changements d'épaisseur lithosphérique d'une centaine de kilomètres. Notre étude apporte des contraintes sur la température potentielle du manteau, que les méthodes employées jusqu'alors ne permettent d'évaluer qu'en domaine océanique. La gamme de valeurs obtenue ($1290\text{-}1450^\circ\text{C}$) est en accord avec celle estimée pour le manteau océanique. Nous supposons qu'à la base du bouclier, la chaleur est fournie par une convection à petite échelle. Nous montrons que les valeurs du flux basal ne peuvent être expliquées que si le manteau lithosphérique est appauvri sur toute son épaisseur, c'est-à-dire s'il n'existe pas de distinction entre lithosphères chimique et mécanique. Elles ne sont compatibles qu'avec un manteau sublithosphérique hydraté se déformant par migration de dislocations. Ce mécanisme est aussi celui suggéré par les études reposant sur les conditions de déformation des minéraux d'olivine.

Abstract

In this thesis which consists of two parts, we study some aspects of the influence of continents on the terrestrial mantle.

In the first part, we present a model of subduction initiation. How subduction zones get generated remains largely an open question. We investigate whether the sinking of the lithosphere could be initiated at passive margins. The continental crust is less dense and thicker than its oceanic counterpart, and is therefore elevated with respect to the oceanic floor. Lateral stresses associated with this topography difference are large enough to induce an extension of the continental crust, which spreads over the adjacent oceanic lithosphere. The continental load deflects the oceanic plate. The latter may decouple and under certain conditions it may sink into the asthenosphere. We study this process with laboratory experiments and theoretical calculations. The oceanic lithosphere is modelled by an elastic plate, and the continent and asthenosphere are considered as viscous fluids. We find that three dimensionless numbers control subduction initiation. One such number involves the density contrast between the oceanic lithosphere and the underlying mantle. The system behaviour is more sensitive, however, to two other dimensionless numbers. One is the ratio between the horizontal distance over which continental crust extends and the flexural parameter for the oceanic plate. Initiating subduction is easier with low values of this number, *i.e.* if the continent thins over a short distance or if the oceanic plate is strong. The other important number is the ratio of the elastic thickness over the initial crustal thickness. A strong oceanic plate and a thin continental crust favour subduction. The transition from a passive to an active margin therefore depends on the properties of both the oceanic lithosphere and the adjacent continental crust. Subduction is not determined solely by the age of the oceanic plate. Our model also has implications for some characteristics of passive margins.

In the second part, we investigate the thermal structure of continental roots and we study the constraints that the heat flux at their base brings on mantle convection. We focus our study on the Canadian Shield. We present new surface heat flux determinations in the Northern part of the craton, where one expects the lithosphere to be thickest. They define a large zone of very low heat flux ($\sim 29 \text{ mW.m}^{-2}$). The surface heat flux records two contributions : the heat supplied by the mantle, and the one produced by radioelements in the crust. Combining the heat flux data set with travel-time delays from a tomographic model allows us to distinguish between these two contributions. We obtain that the heat flux at the base of the Canadian Shield lithosphere is not uniform. Its variations are of $\pm 3 \text{ mW.m}^{-2}$ around a mean value of 14 mW.m^{-2} . They are associated with changes of lithospheric thickness as large as a hundred kilometres. Our study brings constraints on the mantle temperature and rheology. Existing methods to evaluate the mantle potential temperature only apply to oceanic domains. We show that combining heat flux measurements and a tomographic model, we can estimate the mantle temperature beneath the Canadian Shield. The range of values we obtain ($1290\text{-}1450^\circ\text{C}$) is consistent with the one derived from independent methods for oceanic mantle. We assume that heat at the base of the lithosphere is supplied by small-scale convection. We show that the observed basal heat fluxes can only be explained if the whole thickness of lithospheric mantle is depleted, *i.e.* if the chemical and mechanical lithospheres coincide. Moreover, they are only compatible with a sublithospheric mantle deforming by wet-dislocation creep. This mechanism is consistent with what suggest studies based on olivine deformation.

Table des matières

Préambule	11
I Initiation de la subduction à la frontière océan-continent	15
1 L'initiation d'une zone de subduction	17
1.1 Introduction	17
1.2 Densité de la lithosphère océanique	18
1.3 Principales forces impliquées	21
1.4 Théories proposées	23
1.4.1 Rôle des sédiments	23
1.4.2 Rôle des subductions déjà développées	24
1.4.3 Rôle des zones de faiblesse de la lithosphère	27
1.4.4 Rôle des différences de densité océan-continent	28
1.5 Bilan	31
2 Quelques problèmes non résolus sur les marges passives	33
2.1 Mode d'extension du continent	33
2.2 Structure des marges passives	37
2.2.1 Réflecteurs sismiques	37
2.2.2 Matériel de nature indéterminée sous les marges continentales	38
2.3 Soulèvement et subsidence	40
3 Approche adoptée	47
3.1 Les marges passives : lieux préférentiels d'initiation de la subduction	47
3.1.1 Estimation des contraintes horizontales	47
3.1.2 Contraintes cisailantes dans la lithosphère océanique	50
3.2 Élasticité de la plaque océanique	53
3.3 Moyens d'étude	56
4 Partie expérimentale	57
4.1 Matériaux utilisés	57
4.1.1 Plaque océanique	57
4.1.2 Manteau et croûte continentale	58

4.2	Dispositif expérimental	60
4.3	Résultats	61
4.3.1	Étalement d'un volume constant de matériel 'continental'	61
4.3.2	Propagation spontanée du 'continent' sur la plaque 'océanique'	63
4.3.3	Expériences à croûte continentale stratifiée	65
4.3.4	Bilan	66
5	Approche théorique	69
5.1	Flexure d'une plaque élastique	69
5.1.1	Hypothèse de petits déplacements	69
5.1.2	Détermination d'un modèle plus réaliste	70
5.2	Étalement d'un fluide visqueux	74
5.2.1	Équations du problème	74
5.2.2	Méthode numérique	76
5.2.3	Cas d'un étalement sur une surface inclinée	77
5.3	Flexure d'une plaque liée à l'étalement d'un fluide	78
5.3.1	Équations et méthode de résolution	78
5.3.2	Volume constant	81
5.3.3	Volume variable	84
6	Adaptation du modèle au cas terrestre	87
6.1	Modifications nécessaires et types de résultats obtenus	87
6.1.1	Modifications nécessaires	87
6.1.2	Types de résultats obtenus	89
6.2	Analyse dimensionnelle	92
6.3	Gammes de variation des paramètres géologiques	96
6.3.1	Manteau	96
6.3.2	Plaque océanique	97
6.3.3	Croûte continentale	100
6.3.4	Bilan	103
6.4	Influences sur l'évolution d'une marge passive	104
6.4.1	Influence de la longueur de la plaque océanique	104
6.4.2	Influence de la viscosité de la croûte continentale	105
6.4.3	Influence du rapport h_p/δ_p	107
6.4.4	Influence des contrastes de densité (nombre $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$)	108
6.4.5	Influence du rapport entre épaisseur élastique de la lithosphère océanique h_p et épaisseur de la croûte continentale H'_{Lo}	110
6.4.6	Influence du nombre sans dimension X_L/δ_p	112
6.5	Bilan	113
6.5.1	Paramètres déterminants	113
6.5.2	Évolution temporelle d'une marge passive	114

7 Implications géologiques	119
7.1 Observations expliquées par notre théorie	119
7.1.1 Structure et dynamique des marges passives	119
7.1.2 Exemples de subductions initiées au niveau de marges passives	124
7.2 Formation de la croûte continentale et premières subductions	129
8 Conclusions	133
A Valeurs des paramètres pour les expériences	135
B Méthodes et tests numériques	137
B.1 Méthodes numériques	137
B.1.1 Procédure générale	137
B.1.2 Méthode utilisée pour calculer la déflexion de la plaque	138
B.1.3 Méthode utilisée pour traiter l'étalement du fluide	140
B.1.4 Remarque	143
B.2 Tests sur l'état initial	143
B.3 Tests sur la discrétisation (spatiale et temporelle)	145
C Valeurs des paramètres pour les calculs numériques	149
D Mode d'obtention des diagrammes de la Section 6.5.1	155
Bibliographie	159
II Heat flux at the base of thick continental roots	171
1 Low Heat Flux and Large Variations of Lithospheric Thickness in the Canadian Shield	173
1.1 Introduction	174
1.2 New Heat Flux and Heat Production Measurements	175
1.2.1 Overview of the New Heat Flux Data	179
1.2.2 Heat Flux and Heat Production	182
1.3 Variations of Heat Flux and Deep Lithospheric Thermal Structure	186
1.3.1 Local Averages of Travel-Time Delays	187
1.3.2 Spatial Resolution of Heat Flux Data	190
1.3.3 Variations of Surface Heat Flux and Travel-Time Delays	191
1.4 Seismic Travel Times Depending on the Thermal Structure	193
1.4.1 Calculation Method	193
1.4.2 Sensitivity Analysis	195
1.4.3 Thermal Models that are Consistent with Heat Flux and Seismic Data	199
1.4.4 Discussion	200
1.5 Conclusions	204

2	The mantle beneath the Canadian Shield : constraints from heat flux data	209
2.1	Introduction	209
2.2	Thermal structure of the sublithospheric mantle	213
2.2.1	Effects of continents on mantle temperature and convection	213
2.2.2	Previous estimates of the mantle potential temperature	214
2.2.3	Method	216
2.2.4	Results	218
2.3	Structure of the lithosphere and rheology of the sublithospheric mantle	224
2.3.1	Method	224
2.3.2	Diffusion creep	227
2.3.3	Dislocation creep	230
2.4	Discussion	232
2.5	Conclusions	232
	References	234

Préambule

La Terre se divise en enveloppes concentriques de natures différentes : le noyau, le manteau, et la croûte (Figure 1). Le noyau est constitué d'un alliage métallique (principalement du Fer et du Nickel). Il comprend deux parties : une graine solide (6371 à 5150 km de profondeur), et une couche externe à l'état liquide (5150 à 2900 km). Le manteau, qui s'étend entre le noyau et la base de la croûte, est de composition péridotitique. Enfin, la croûte terrestre constitue l'enveloppe superficielle. Les croûtes océanique et continentale ont des caractéristiques différentes. La croûte océanique est formée au niveau des dorsales, par fusion partielle du manteau. Elle est composée de roches mafiques (basaltes, gabbros) et son épaisseur est de l'ordre de 5 à 10 km. Les propriétés de la croûte continentale sont beaucoup plus hétérogènes que celles de la croûte océanique. La croûte continentale comprend diverses lithologies, et on y trouve les roches les plus anciennes observées à la surface terrestre. Elle est de composition plus felsique que la croûte océanique. Elle est moins dense et son épaisseur est plus importante, avec une valeur moyenne de 35-40 km environ.

La Terre est animée d'une dynamique qui lui permet d'évacuer sa chaleur interne. Elle

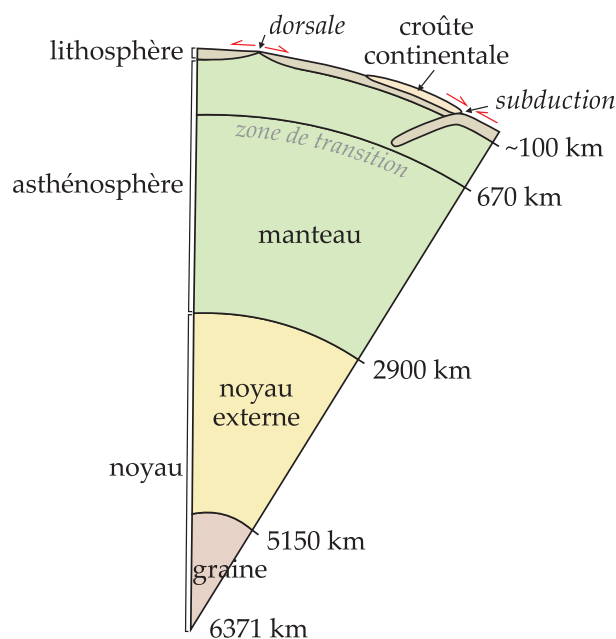


Fig. 1: Coupe schématique de la Terre.

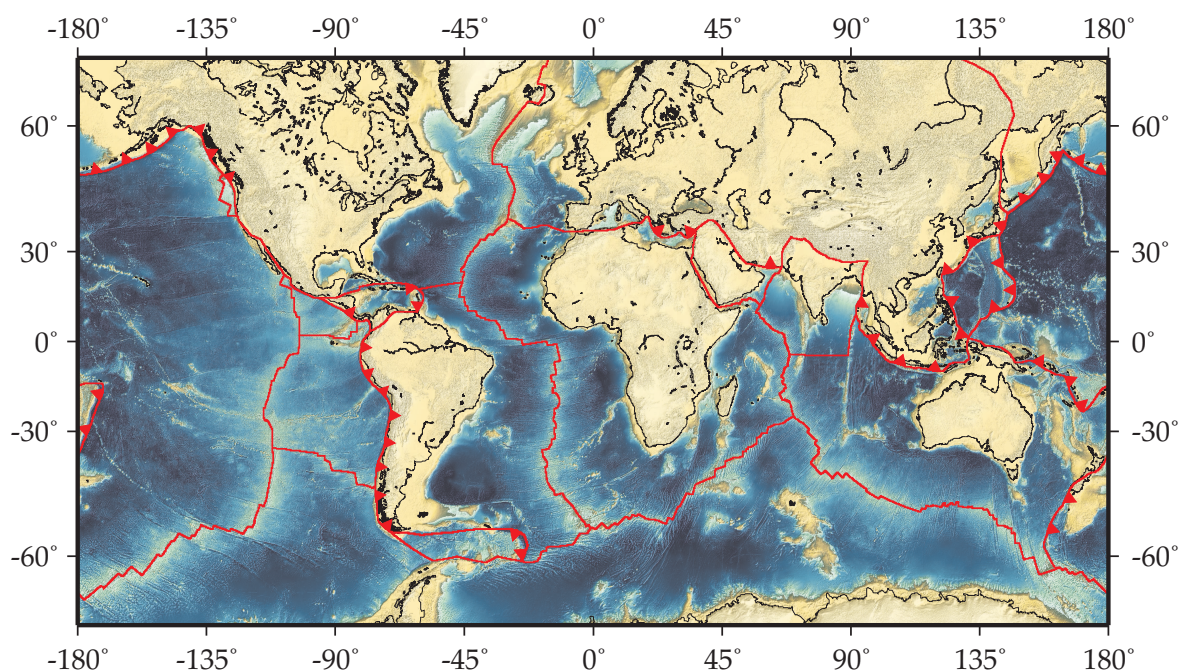


Fig. 2: *Topographie de la surface terrestre et frontières des plaques lithosphériques (traits rouges). Les principales zones de subduction actives sont soulignées par des triangles rouges.*

se refroidit par convection dans le noyau externe et dans le manteau asthénosphérique. Ce dernier est à l'état de roches solides, mais se comporte comme un fluide visqueux à l'échelle des temps géologiques. La partie la plus superficielle du manteau et la croûte constituent une couche limite thermique conductive rigide, la lithosphère. Elle est divisée en plaques (Figure 2) qui se déplacent les unes par rapport aux autres. Par exemple, au niveau des zones de subduction, une plaque s'enfonce sous une autre et plonge dans l'asthénosphère.

L'étude de la dynamique terrestre repose sur deux grands types d'approches. Les modèles tectoniques s'intéressent à une échelle régionale. Ils permettent d'expliquer des observations de surface, y compris la topographie, mais ne remontent pas à l'origine des mouvements des plaques, qui sont imposées. Au contraire, les modèles de convection globale expliquent la circulation dans le manteau, mais ne prennent pas en compte de façon réaliste la topographie de surface. Il existe pourtant des différences d'élévation significatives à la surface de la Terre, notamment entre océans et continents. La base de la lithosphère présente également une topographie, par exemple au niveau des racines continentales, qui est susceptible d'affecter la convection. Elle n'est pas non plus intégrée de manière satisfaisante dans les modèles globaux : les racines continentales sont en général représentées par de simples formes rectangulaires.

Cette thèse est constituée de deux parties indépendantes. Dans un premier temps, nous nous intéressons à un aspect de la dynamique terrestre qui demeure mal compris : l'initiation des zones de subduction. Nous cherchons à déterminer si les contrastes d'élévation aux frontières océan-continent peuvent être à l'origine de ce processus. Dans un second temps,

nous étudions la structure d'une lithosphère continentale, et examinons dans quelle mesure la connaissance des conditions à sa base nous renseigne sur le manteau sous-jacent.

Première partie

Nous proposons un modèle où l'initiation des zones de subduction résulte de la différence d'élévation entre océans et continents. L'équilibre hydrostatique impose à la croûte continentale, peu dense et épaisse, une topographie par rapport au plancher océanique. Il en résulte des contraintes au niveau des marges passives suffisant à induire un étalement de la croûte continentale sur la lithosphère océanique. Cette dernière peut alors se fléchir sous la charge continentale. Nous étudions dans quelles conditions ce processus peut aboutir à un enfoncement de la plaque océanique dans l'asthénosphère, et ainsi lui permettre d'entamer une subduction.

Divers modèles d'initiation de la subduction ont précédemment été développés. Nous en présentons un certain nombre, et montrons les difficultés auxquelles ils se heurtent. Un reproche pouvant être formulé à l'encontre de la majorité des modèles est qu'ils ne permettent pas de mettre en évidence les paramètres déterminants pour le démarrage d'une subduction. Dans cette thèse, nous avons choisi d'adopter un cadre certes simplifié par rapport aux cas géologiques, mais qui offre la possibilité de faire ressortir clairement les facteurs les plus influents. Nous traitons la lithosphère océanique comme une plaque purement élastique. La rhéologie de la lithosphère est en réalité plus complexe, mais il a été montré sur la base d'arguments variés qu'au premier ordre, des modèles de plaques élastiques décrivent bien son comportement. Le manteau et la croûte continentale sont modélisés par des fluides visqueux.

Nous procédons à des expériences en laboratoire, ainsi qu'à des calculs théoriques résolus numériquement. Les observations expérimentales sont bien expliquées par la théorie, ce qui permet de la valider. Nous pouvons alors envisager des conditions géologiques. Par une analyse dimensionnelle, nous mettons en évidence trois nombres sans dimension qui déterminent si l'étalement de la croûte continentale sur la plaque océanique est susceptible de conduire à une subduction. Ils font intervenir les propriétés de la lithosphère océanique, mais également celles de la croûte continentale. Par exemple, un des nombres sans dimension implique la distance sur laquelle la croûte continentale s'étend en réponse aux contraintes existant au niveau des marges passives. Cette distance dépend de la rhéologie de la croûte.

Deuxième partie

Nous étudions la structure thermique du bouclier canadien et les caractéristiques du manteau sous-jacent. Ce travail a impliqué une mission de terrain au Nord du Québec, en Septembre 2007. Un des objectifs était de déterminer les valeurs du flux de chaleur dans des zones jusqu'alors peu étudiées car difficilement accessibles, mais qui présentent un intérêt particulier

car elles se situent au cœur du bouclier, là où la lithosphère est la plus épaisse. Les données et échantillons acquis sur le terrain ont été traités, puis les résultats ont été intégrés aux bases de valeurs de flux existantes. Nous avons alors étudié la structure thermique à plus grande échelle, à partir d'une modélisation reposant à la fois sur les flux et productions de chaleur et sur des modèles tomographiques.

Seule une petite portion de la chaleur interne de la Terre s'échappe des régions continentales, du fait de l'importante épaisseur de la lithosphère. Ceci est en particulier vrai au niveau des cratons qui constituent les zones les plus épaisses et les plus froides. La composante dominante dans le flux de chaleur surfacique au niveau des continents est celle liée à la production de chaleur dans la croûte. Elle provient de la désintégration des éléments radioactifs, principalement de l'Uranium, du Thorium et du Potassium. En combinant différents jeux de données géophysiques (ici, flux et production de chaleur et données sismologiques), nous pouvons séparer les contributions relatives de la croûte et du manteau dans le flux estimé à la surface. Nous pouvons aussi en déduire l'épaisseur de la lithosphère, ainsi que le flux de chaleur et la température à sa base.

Nous obtenons que le flux de chaleur basal et l'épaisseur de la lithosphère ne sont pas uniformes à l'échelle du bouclier canadien. Nous supposons que la couche limite thermique à la base de la lithosphère est instable, et donc animée par une convection à petite échelle. Nous montrons qu'il est alors possible d'étudier la structure de la lithosphère. Les continents ne participent pas à la convection mantellique. Ils sont stabilisés par leur flottabilité par rapport au manteau sous-jacent, liée à leur composition appauvrie, ainsi que par leur rigidité, due en grande partie à leur structure thermique froide. Une couche de manteau visqueux non appauvri pourrait être accrétée à la base de la lithosphère chimique, auquel cas l'épaisseur mécanique de la lithosphère ne coïnciderait pas avec l'épaisseur de la couche appauvrie. Nous montrons qu'il n'en est pas ainsi pour le bouclier canadien. Cette étude nous permet également de tirer des conclusions sur la température potentielle du manteau sublithosphérique, ainsi que sur sa rhéologie. Les informations obtenues (flux basal, température potentielle, rhéologie) apportent des contraintes importantes pour la convection mantellique.

Première partie

Initiation de la subduction à la frontière océan-continent

Chapitre 1

L'initiation d'une zone de subduction

1.1 Introduction

Les zones de subduction constituent un élément majeur de la tectonique des plaques et jouent un rôle clé dans l'évolution de la Terre. Pourtant, les mécanismes conduisant à l'initiation d'une zone de subduction demeurent mal connus, peut-être en raison de l'absence d'exemples actuels clairs de tels processus.

Les premiers modèles proposés (e.g., *Turcotte et Oxburgh*, 1967; *Jacoby*, 1970, 1981) voient en l'initiation de zones de subduction le résultat d'une simple instabilité gravitationnelle. La lithosphère océanique constitue la couche limite thermique supérieure, froide, de la convection mantellique. Elle est formée au niveau des dorsales, puis se refroidit au cours du temps et devient plus dense que le manteau sous-jacent, ce qui entraîne sa plongée. Cependant, *McKenzie* (1977) a très tôt montré, sur la base d'un bilan des forces disponibles, qu'initier la subduction de la lithosphère océanique n'est pas si facile. La lithosphère oppose en effet une résistance élastique à la flexure. Ainsi, la subduction ne devient spontanée qu'après enfoncement d'une certaine longueur de plaque, de l'ordre d'une centaine de kilomètres. L'enjeu des nombreux modèles proposés suite à l'étude de *McKenzie* (1977) a donc été de trouver un mécanisme permettant d'enfoncer la lithosphère jusqu'à une profondeur suffisante pour que l'instabilité gravitationnelle se développe. Des processus divers et variés ont été envisagés (chargement par des sédiments, compression de la lithosphère, points chauds...), mais sont en général peu satisfaisants. Certains tentent par exemple d'expliquer la subduction par des concours de circonstances particuliers paraissant peu probables. D'autres initient des subductions de matériel purement visqueux, négligeant la résistance élastique de la lithosphère océanique à la flexure. Par ailleurs, l'ensemble des modèles d'initiation de la subduction proposés jusqu'alors reposent sur l'hypothèse que la lithosphère océanique devient, à partir d'un certain âge, plus dense que le manteau sous-jacent. C'est à cette condition qu'une plaque peut plonger et entraîner un mouvement sur toute l'épaisseur du manteau. Cette hypothèse pourrait toutefois ne pas être

valide : de nouvelles estimations de la densité moyenne de la lithosphère océanique donnent des valeurs inférieures à celle du manteau sous-jacent quel que soit l'âge de la lithosphère (Hynes, 2005; Afonso *et al.*, 2007). Dans ce cas, la plaque pourrait n'acquérir une flottabilité négative qu'une fois enfoncée dans l'asthénosphère jusqu'à une profondeur suffisante pour que des changements de phase se produisent.

Ce premier chapitre est composé de trois parties. Nous commençons par discuter de la densité de la lithosphère océanique, qui constitue un paramètre important dans le problème d'initiation de la subduction, indépendamment du mécanisme envisagé. Nous rappelons ensuite quelles sont les principales forces impliquées dans un processus de subduction. Enfin, nous décrivons les diverses théories proposées pour le démarrage des zones de subduction, et récapitulons les difficultés auxquelles elles se heurtent.

1.2 Densité de la lithosphère océanique

La densité de la lithosphère n'est pas aisée à déterminer avec le degré de précision requis pour une évaluation de la force d'Archimède. D'une part, la lithosphère océanique n'est pas homogène. Trois unités de densités différentes peuvent être distinguées : une croûte de composition basaltique, du manteau péridotitique appauvri par la fusion partielle ayant produit les basaltes, et du manteau péridotitique non appauvri (Oxburgh *et Parmentier*, 1977). D'autre part, le profil de densité de la plaque océanique dépend de sa structure thermique, le refroidissement avec l'âge induisant une densification. Jusqu'à très récemment, toutes les études publiées s'accordaient sur le fait qu'avec l'âge, la plaque océanique acquière une flottabilité négative. Elles divergeaient en revanche sur l'âge auquel ceci se produit.

Une des premières estimations de densité moyennée sur la profondeur de la lithosphère océanique a été proposée par Oxburgh *et Parmentier* (1977). Elle repose sur une étude de la minéralogie et sur un modèle thermique très simple, où la lithosphère océanique est vue comme la couche limite thermique d'un manteau de température homogène s'éloignant à vitesse constante de la dorsale. Oxburgh *et Parmentier* (1977) concluent que la lithosphère océanique a une flottabilité positive du fait de sa composition, jusqu'à l'âge de 40-50 Ma, où la contraction thermique la rend gravitationnellement instable. Comme le soulignent les auteurs, la distribution de la température avec la profondeur est encore mal connue à la date de leur publication. En reprenant les calculs d'Oxburgh *et Parmentier* (1977) avec le modèle thermique de Parsons *et Sclater* (1977), Mueller *et Phillips* (1991) obtiennent une inversion de la flottabilité dès 26 Ma. Des âges encore plus jeunes sont proposés par Cloos (1993) : selon lui, la lithosphère océanique serait gravitationnellement instable dès 10 Ma. La différence majeure entre le travail de Cloos (1993) et celui de Oxburgh *et Parmentier* (1977) est le mode de formation de la croûte océanique et ses conséquences. Oxburgh *et Parmentier* (1977) supposent que sur une distance d'une vingtaine de kilomètres sous la croûte, le manteau est constitué d'hazburgite, c'est-à-dire de péridotites entièrement appauvries de leurs composants basal-

tiques. Au contraire, pour *Cloos* (1993), la formation de la croûte océanique n'implique pas de large chambre magmatique, mais seulement des dikes concentrés sur une distance réduite à proximité de la dorsale. *Cloos* (1993) considère donc un manteau homogène de péridotites non appauvries.

En résumé, la densité moyenne de la lithosphère océanique dépend fortement de sa structure thermique et de sa composition, qui est elle-même fonction du mode de formation de la croûte océanique. Si l'on a assez rapidement eu une bonne idée de la structure thermique de la lithosphère, sa chimie et sa pétrologie sont en revanche restées longtemps mal contraintes. Ce n'est que récemment que des avancées ont été faites, permettant de nouvelles estimations de la densité de la lithosphère. Ainsi, *Hynes* (2005) adopte une approche du même type que celle de *Oxburgh et Parmentier* (1977), mais avec une composition et une minéralogie dépendant de la profondeur, déterminées à partir de divers modèles de fusion. Il souligne par ailleurs l'importance de préciser la référence adoptée lorsque l'on parle de flottabilité négative de la lithosphère. Il note en particulier qu'alors que certaines études comparent la densité de la lithosphère à celle du manteau sous-jacent, d'autres prennent pour référence le manteau au niveau des dorsales. *Hynes* (2005) conclut de son étude que la densité moyenne de la lithosphère océanique n'est jamais supérieure à celle du manteau sous-jacent : les effets thermiques ne suffisent pas à compenser ceux de la composition.

Des résultats similaires sont présentés par *Afonso et al.* (2007), qui proposent un modèle de densité détaillé reposant sur un ensemble de données récentes, alliant physique des minéraux, géochimie, pétrologie et géophysique (Figure 1.1). *Afonso et al.* (2007) procèdent en deux

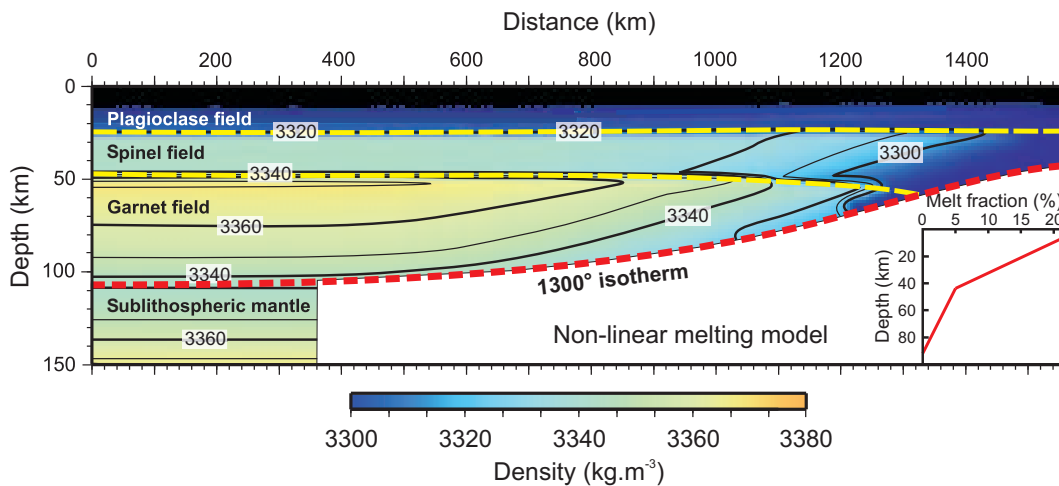


Fig. 1.1: Modèle de densité de la lithosphère océanique proposé par Afonso et al. (2007). Les contours d'isodensité sont indiqués, avec les valeurs correspondantes en kg.m^{-3} . Les lignes en tirets jaunes marquent les transitions de phase, celle en rouge correspond à l'isotherme 1300°C , définissant la base de la lithosphère thermique. Le graphique de droite montre le modèle de fusion non-linéaire utilisé pour la formation de la croûte.

étapes. D'une part, ils déterminent la composition en éléments majeurs et l'assemblage minéralogique de la lithosphère océanique à partir de modèles de fusion partielle et de relations entre taux de fusion et modes minéralogiques établies expérimentalement. D'autre part, ils dérivent un modèle thermique à partir de données gravimétriques, d'élévation, de flux de chaleur et de vitesses sismiques. La densité en fonction de la température, la pression et la composition est alors obtenue en résolvant l'équation d'état pour chaque minéral constitutif de la lithosphère. *Afonso et al. (2007)* estiment que l'erreur sur leurs résultats est inférieure à 10 kg.m^{-3} . Ils proposent des profils de densité avec la profondeur pour différents âges (Figure 1.2). Tous montrent que la principale (voire unique) contribution à la flottabilité positive de la lithosphère est constituée par la croûte. La flottabilité négative est maximale dans une fine couche sous le moho. La densité moyenne sur toute l'épaisseur de la lithosphère ne dépasse jamais celle du manteau sous-jacent. Elle excède celle du manteau adiabatique, mais le contraste de densité reste de moins de 40 kg.m^{-3} , valeur très inférieure à celles communément adoptées dans les études de géodynamique.

Les estimations de la densité moyenne de la lithosphère sont aujourd'hui beaucoup mieux contraintes que celles proposées jusqu'à la fin des années 90. Elles remettent en cause le concept d'une plaque océanique devenant gravitationnellement instable à partir d'un certain âge. Pour qu'une subduction se développe, il faudra toutefois que la plaque plongeante finisse par devenir plus dense que l'asthénosphère, ce qui n'est envisageable que grâce aux différents processus qui vont l'affecter pour des profondeurs croissantes. La lithosphère, en s'enfonçant, va subir des réactions concernant aussi bien les sédiments que la croûte et le

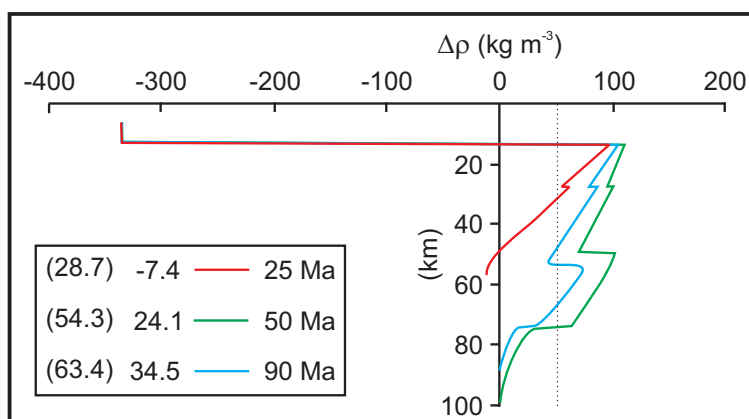


Fig. 1.2: *Contraste de densité entre la lithosphère océanique et le manteau adiabatique en fonction de la profondeur, pour des lithosphères d'âges différents (25, 50 et 90 Ma). Les valeurs positives correspondent à une flottabilité négative par rapport au manteau adiabatique. La ligne en pointillés marque un contraste de 50 kg.m^{-3} . Les valeurs moyennées sur la profondeur sont indiquées, pour le manteau lithosphérique uniquement (valeurs entre parenthèses), et pour la plaque lithosphérique dans son ensemble. La lithosphère devient avec l'âge plus dense que le manteau adiabatique, mais le contraste de densité reste limité. D'après Afonso et al. (2007).*

manteau océanique (e.g., *Peacock, 2003; Poli et Schmidt, 1995*). Plusieurs de ces réactions impliquent la transformation de minéraux hydratés, avec libération de quantités d'eau importantes. Les transformations affectent les sédiments à des profondeurs inférieures à dix kilomètres. Les plus importantes quantités d'eau libérée le sont toutefois par la déshydratation de la croûte océanique, dont les premiers kilomètres ont des porosités atteignant les 10% (*Fisher, 1998*). L'eau contenue dans la croûte océanique est expulsée par compaction des pores, et lors de réactions métamorphiques pour la portion intégrée dans des minéraux hydratés. La principale réaction métamorphique se produisant dans la croûte océanique subductée est la formation d'éclogite, roche relativement dense (*Ahrens et Schubert, 1975*). La profondeur de cette réaction dépend de la température (Figure 1.3). Elle varie entre environ 40 et 120 km selon la structure thermique de la zone de subduction, qui est fonction notamment de l'âge de la plaque plongeante et de sa vitesse d'enfoncement (*Peacock, 2003*).

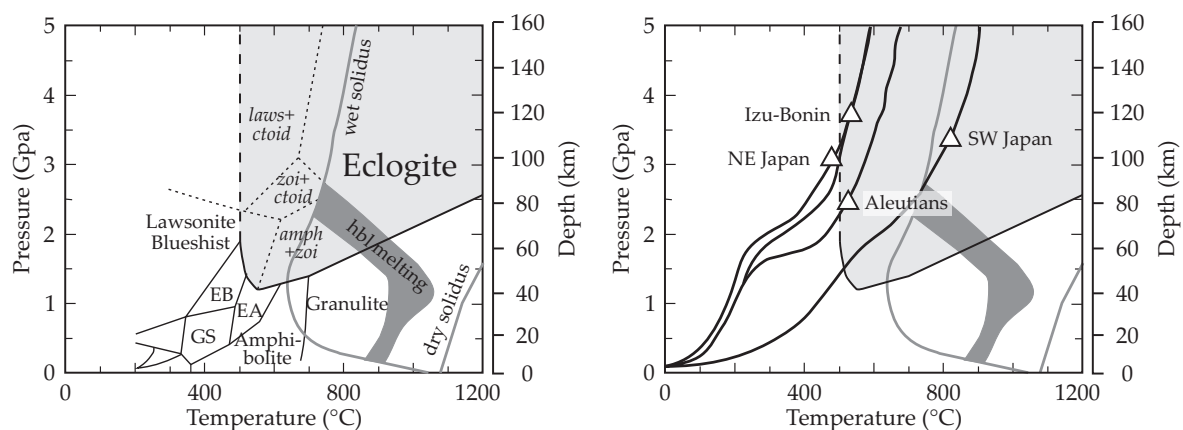


Fig. 1.3: Conditions métamorphiques rencontrées par une croûte océanique en subduction. À gauche, diagramme P - T construit pour des compositions metabasaltiques, montrant les faciès métamorphiques. À droite, chemins P - T calculés pour le dessus de la croûte océanique subductante dans quatre zones de subduction. Les triangles représentent les conditions P - T à l'aplomb du front volcanique. La profondeur de l'éclogitisation dépend des conditions thermiques, avec une valeur minimale d'une quarantaine de kilomètres. D'après *Peacock (2003)*.

Finalement, le problème de l'initiation d'une subduction est donc de trouver un mécanisme permettant de forcer la plongée d'une lithosphère océanique, même moins dense que le manteau sous-jacent, jusqu'à des profondeurs suffisantes pour qu'elle acquière une flottabilité négative et poursuive sa descente sous son propre poids. Pour aborder ce problème, la première étape est de recenser les forces disponibles sur Terre.

1.3 Principales forces impliquées

Les forces en jeu dans un processus de subduction peuvent être divisées en deux catégories : les forces résistantes, qui s'opposent à la plongée de la lithosphère dans l'asthénosphère, et les

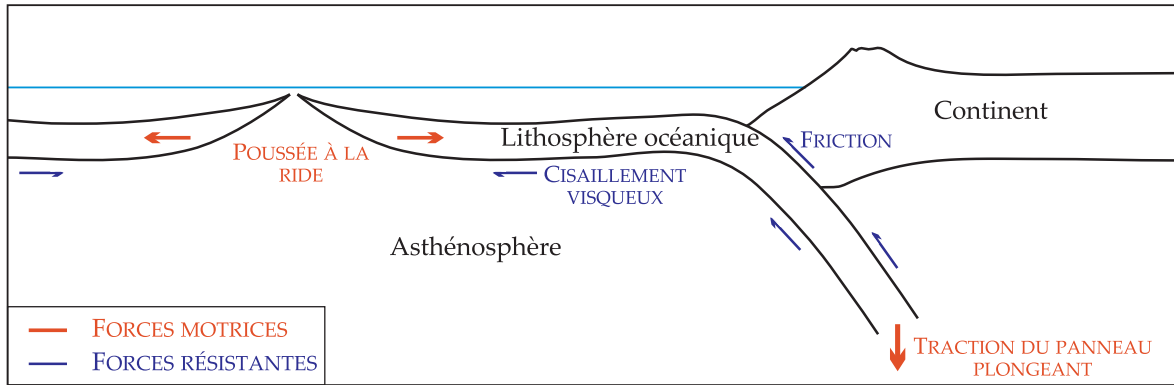


Fig. 1.4: Principales forces impliquées dans un processus de subduction.

forces motrices, qui la favorisent (Figure 1.4).

Les forces susceptibles de s'opposer à la subduction sont dues à la résistance de la plaque à la flexure et au couplage entre la plaque et les unités environnantes (manteau et plaque supérieure). La résistance à la flexure dépend de la rhéologie considérée. Les observations suggèrent que la plaque océanique a un comportement élastique avant d'avoir plongé dans l'asthénosphère (ce point sera discuté plus en détail par la suite). Le couplage de la plaque océanique avec le manteau sous-jacent entraîne un cisaillement visqueux : on peut considérer que le manteau est passif (du fait de sa viscosité), et donc s'oppose à tout mouvement des plaques. Le couplage entre la plaque supérieure et la plaque plongeante se traduit par une force de friction à leur interface.

Les principales forces motrices si l'on considère une subduction déjà développée sont la poussée à la dorsale (*ridge-push*) et la traction exercée par la plaque plongeante (*slab-pull*). La poussée à la dorsale est liée au refroidissement de la lithosphère océanique formée au niveau des rides, qui entraîne sa subsidence (*Parsons et Richter, 1980; Turcotte et Schubert, 1982*). Cette force, qui résulte donc d'une différence de pression, est horizontale et orientée suivant la normale aux dorsales. Le *slab-pull* est une force verticale directement liée à la flottabilité négative de la plaque océanique qui subducte (*Carlson et al., 1983*). Elle est en amplitude d'un ordre de grandeur supérieure à la poussée à la dorsale, et considérée comme le moteur de la subduction. Toutefois, nous ne pouvons envisager que le *slab-pull* joue un rôle dans l'initiation de la subduction. En effet, d'une part, il n'a de sens que pour une plaque océanique plus dense que l'asthénosphère sous-jacente, or comme nous venons de le voir, cela n'est peut-être pas le cas au début d'un processus de subduction. D'autre part, même pour une lithosphère de flottabilité négative, *McKenzie (1977)* a montré que la traction exercée par le panneau plongeant ne permet de dépasser les forces résistantes qu'une fois qu'un certain volume de plaque s'est enfoncé. À partir d'une évaluation quantitative simple du *ridge-push*, du *slab-pull*, de la résistance élastique à la flexure et de la friction sur un plan de faille, *McKenzie (1977)* calcule qu'une longueur minimale de plaque de 130 km doit avoir subducté avant que la plongée de la lithosphère ne se poursuive spontanément.

Suite à l'étude de *McKenzie* (1977), divers mécanismes ont été envisagés pour déclencher la subduction des cent premiers kilomètres de la lithosphère océanique. Les modèles proposés sont nombreux, mais se rattachent tous à quelques concepts de base. L'un de ces concepts est que la lithosphère océanique cède sous le poids des sédiments qui s'y accumulent. Une autre approche est de considérer qu'une zone de subduction est engendrée par celles déjà existantes, ce qui implique que les mécanismes de formation des toutes premières subductions étaient différents de ceux à l'œuvre aujourd'hui. Pour certaines études, l'élément clé dans un processus d'initiation de la subduction est l'existence de zones de faiblesses de la lithosphère : soumises à un régime de convergence, ou simplement à de la convection sublithosphérique, les plaques océaniques se rompraient facilement au niveau de ces zones. Enfin, le rôle des différences de densité et d'élévation entre lithosphère océanique et continent au niveau des marges passives a été envisagé. Nous décrivons dans la section suivante des théories développées pour chacun de ces concepts.

1.4 Théories proposées

1.4.1 Rôle des sédiments

Une des possibilités envisagées à plusieurs reprises depuis l'article de *McKenzie* (1977) est que les sédiments s'accumulant sur la plaque océanique jouent un rôle clé dans l'initiation de la subduction. *Cloetingh et al.* (1982) s'intéressent par exemple à la charge sédimentaire au niveau des marges passives. Leurs calculs montrent que cette charge ne serait susceptible de faire subduire qu'une lithosphère océanique extrêmement jeune. Autrement, la charge sédimentaire ne peut créer des contraintes supérieures à la résistance de la lithosphère, et donc ne permet pas d'initier une subduction.

Malgré ces conclusions peu encourageantes, *Erickson et Arkani-Hamed* (1993) réenvisagent un possible rôle des sédiments dans le démarrage de la subduction. Dans leur étude, *Cloetingh et al.* (1982) considéraient une transition continue entre lithosphères continentale et océanique, marquée uniquement par une variation d'épaisseur se produisant sur une distance de 200 km. La principale différence dans le travail d'*Erickson et Arkani-Hamed* (1993) est la présence de failles, héritées des phases de rifting et d'ouverture océanique. La charge sédimentaire induit une flexure élastique de la lithosphère océanique, qui finit par se découpler du continent par réactivation des failles existantes. *Erickson et Arkani-Hamed* (1993) s'appuient sur l'exemple du bassin Écossais (Nouvelle-Écosse) : ils montrent que la flexure induite par les sédiments est bien modélisée par un modèle de plaque élastique infinie. Si un découplage se produisait, un modèle de plaque semi-infinie devrait être adopté : l'extrémité de la plaque plongerait alors de 35 km (Figure 1.5A). Le problème reste de trouver des forces suffisantes pour réactiver les failles normales de la marge passive. *Erickson et Arkani-Hamed* (1993) envisagent pour cela des conditions très particulières, avec par exemple une poussée à la dorsale qui se retrouve oblique à la marge, et induit un découplage en décrochement (Figure 1.5B).

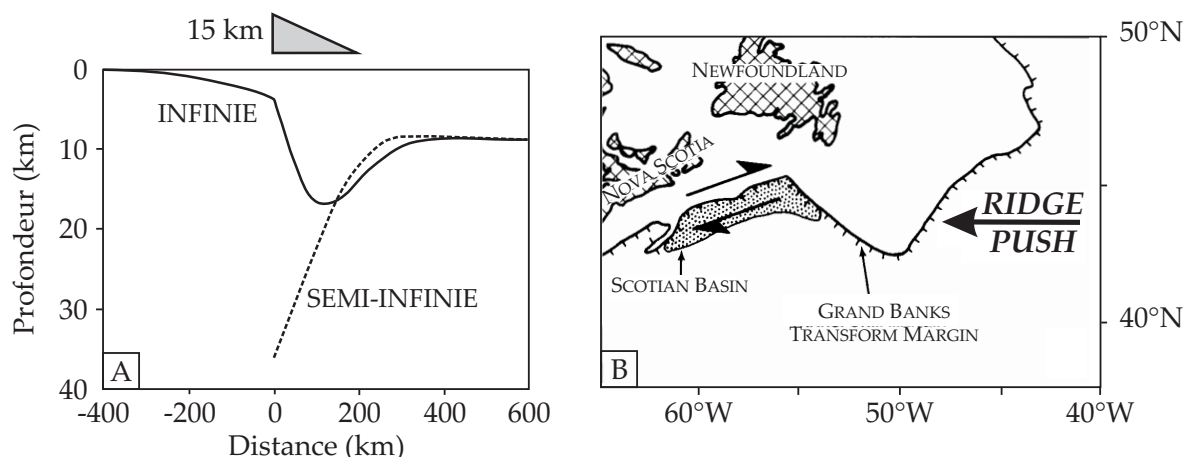


Fig. 1.5: Modèle proposé par Erickson et Arkani-Hamed (1993), sur la base de l'étude du bassin Écossais (Nouvelle-Écosse). A) Au niveau d'une marge passive, la lithosphère est fléchée par les sédiments. La flexure peut être décrite par un modèle de plaque élastique infinie soumise à une charge triangulaire. Si un découplage se produit, le comportement de la lithosphère océanique devient celui d'une plaque semi-infinie dont l'extrémité s'enfonce de plusieurs dizaines de kilomètres sous le poids des sédiments. B) Configuration envisagée pour créer le découplage : une poussée à la ride oblique réactive en décrochement d'anciennes failles normales.

Outre le fait qu'on puisse douter que l'initiation de la subduction résulte d'un tel concours de circonstances, l'étude d'Erickson et Arkani-Hamed (1993) ne donne aucun argument quantitatif montrant qu'une poussée à la ride oblique suffise à induire un découplage des marges passives à l'échelle lithosphérique.

Une autre proposition est faite par Regenauer-Lieb et al. (2001) : la charge sédimentaire serait susceptible de conduire à une subduction développée à condition que la lithosphère océanique soit riche en eau. Ils appuient leurs conclusions sur une étude numérique de la rupture élasto-visco-plastique d'une lithosphère soumise à une charge sédimentaire croissante, au niveau d'une marge passive. Le seul paramètre variable dans leurs modèles est le contenu en eau de la lithosphère. Deux critiques majeures peuvent être formulées à leur égard. Bien qu'ils prétendent travailler au niveau d'une marge passive (où s'accumulent effectivement les sédiments) dans leurs calculs numériques la charge est appliquée sur une plaque océanique uniforme (Figure 1.6). Par ailleurs, ils obtiennent que la subduction ne devient possible qu'au bout de 100 Ma, or comme nous l'avons déjà évoqué, des subductions beaucoup plus jeunes sont observées (Jarrard, 1986).

1.4.2 Rôle des subductions déjà développées

Devant la difficulté posée par le problème de l'initiation de la subduction, un certain nombre d'auteurs ont suggéré que le mode de formation des toutes premières subductions sur

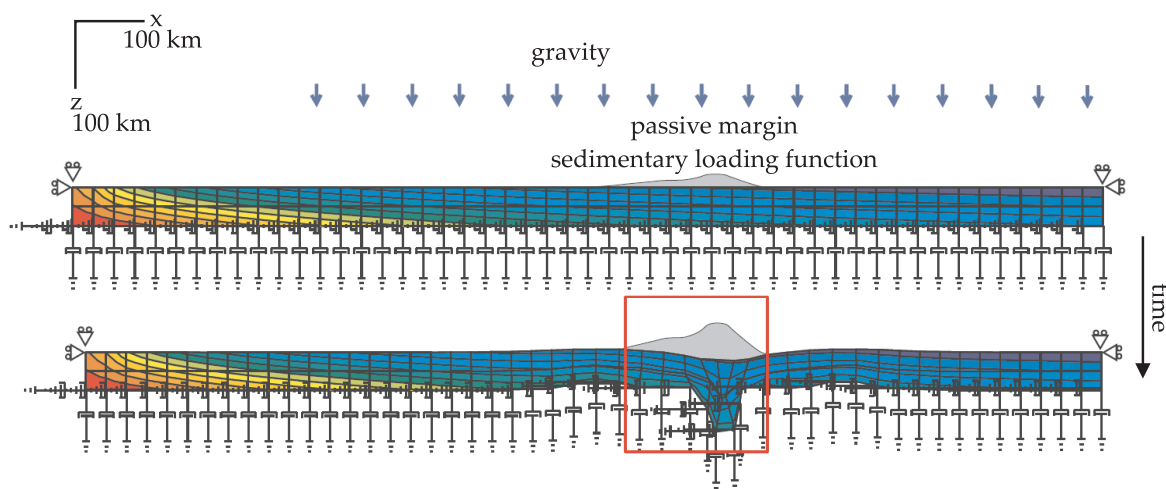


Fig. 1.6: Schéma du modèle de Regenauer-Lieb et al. (2001). La lithosphère océanique est chargée par un flux de sédiments constant dans le temps mais asymétrique. Les contours et couleurs indiquent les conditions thermiques. Ce modèle ne permet d'initier une subduction qu'au bout de 100 Ma. Figure extraite de Regenauer-Lieb et al. (2001).

Terre devait être distingué de celui des subductions actuelles. Partant de cette hypothèse, on peut alors considérer que des subductions développées vont aider à l'initiation de nouvelles zones de plongée de la lithosphère, ce qui pourrait se faire par le biais de différentes interactions.

Mueller et Phillips (1991) proposent un modèle où une subduction existante se trouve bloquée par l'arrivée de matériel peu dense au niveau de la fosse. Comme le panneau plongeant continue d'exercer une traction, mais que le mouvement de subduction n'est plus possible, des contraintes compressives importantes se développent dans les plaques sus-jacentes. De nouvelles zones de subduction pourraient alors se former sous l'effet de ces contraintes, préférentiellement en milieu intraocéanique, au niveau de zones de fractures ou failles transformantes qui constituent des zones de faiblesse de la lithosphère. Stern (2004) donne de possibles exemples de tels processus, en distinguant le cas où se produit un simple transfert de subduction de celui où a lieu également un changement de polarité de la subduction.

Une approche différente est adoptée par Kemp et Stevenson (1996). Ils estiment qu'en contexte de convergence, des forces compressives trop importantes seraient nécessaires pour initier une subduction. Puisque la résistance de la lithosphère est moindre en tension qu'en compression, un régime extensif serait donc, selon eux, plus favorable. Ils proposent comme lieu préférentiel d'initiation de la subduction une marge passive en extension (Figure 1.7). La lithosphère océanique est tirée par l'asthénosphère sous-jacente vers la dorsale (considérée passive par rapport au manteau). Le continent est entraîné en direction opposée sous l'effet de la suction exercée par une zone de subduction mature qui le borde par ailleurs. Une contrainte

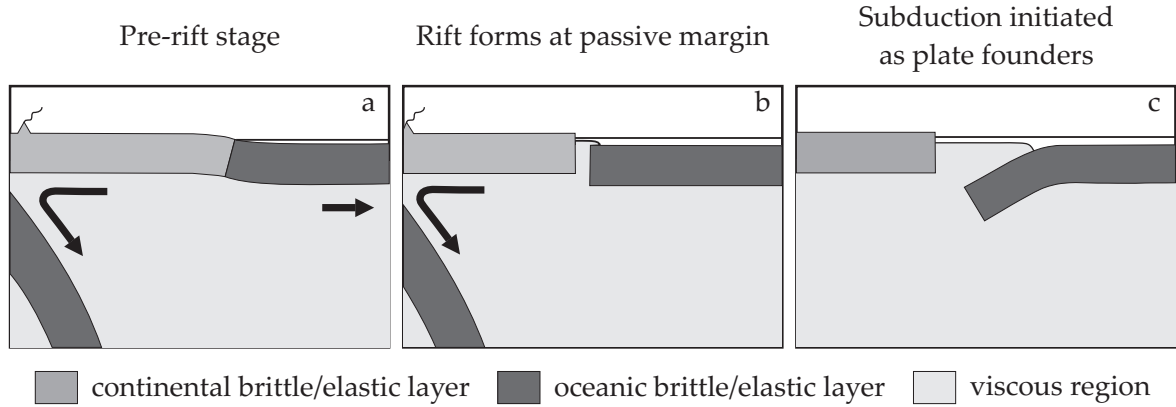


Fig. 1.7: Scénario d'initiation de la subduction proposé par Kemp et Stevenson (1996). a) Une plaque comprenant une lithosphère continentale et une lithosphère océanique, avec une marge passive fléchie, subit des tractions basales opposées. Une subduction draine le continent, alors que la plaque océanique est tirée vers la dorsale par le manteau sous-jacent. b) La marge passive, en tension, finit par céder. c) Le manteau remonte dans l'espace ouvert, s'étale sur la lithosphère océanique, ce qui la défléchit et initie sa plongée. D'après Kemp et Stevenson (1996).

extensive additionnelle résulte du couplage du continent et de la plaque océanique au niveau de la marge passive (contrainte liée à la flexure vers le haut de la plaque océanique). Lorsque la tension devient supérieure à la résistance au glissement sur des fractures préexistantes, un rift s'ouvre au niveau de la marge passive. Le manteau, supposé moins dense que la lithosphère océanique, remonte au niveau du rift, comme dans un conduit, et s'étale sur la plaque océanique. Cette dernière se fléchit, permettant à une quantité croissante de manteau de la chevaucher, et conduisant ainsi à une subduction. Dans le modèle de Kemp et Stevenson (1996), l'initiation de la subduction se produit si une couche de manteau épaisse de 3 ou 4 km s'étale sur la plaque océanique. Comme l'admettent les auteurs, cela n'est envisageable que dans des conditions extrêmes, pour viscosités mantelliques particulièrement faibles ($<10^{19}$ Pa.s) et pour des lithosphères océaniques très âgées, supposées être beaucoup plus denses que le manteau sous-jacent.

Un des problèmes supplémentaires posés par les modèles de Mueller et Phillips (1991) et Kemp et Stevenson (1996) est que, pour expliquer le démarrage de nouvelles subductions, ils requièrent que des zones de subductions matures soient déjà actives sur Terre. Comment crée-t-on alors les toutes premières subductions? Ueda et al. (2008) ont récemment envisagé qu'elles pourraient avoir été induites par des panaches ayant traversé la lithosphère (Figure 1.8). L'étude numérique de Ueda et al. (2008) montre toutefois que l'initiation de subductions par des panaches mantelliques n'est possible que dans des circonstances très particulières. Il faut que le panache traverse l'ensemble de la lithosphère, ce qui n'a lieu que pour des forces de flottabilité importantes (la différence de densité du panache par rapport au manteau environnant doit être thermique et compositionnelle). Il faut également que le coefficient de

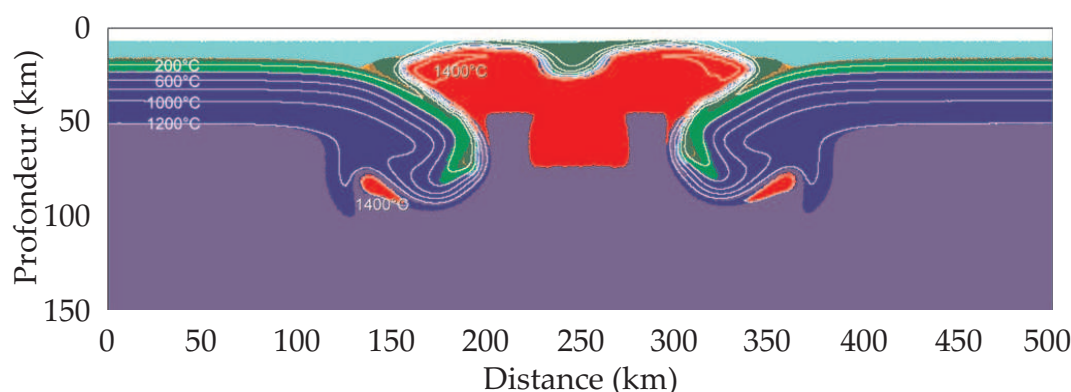


Fig. 1.8: Exemple d'initiation de subductions par un point chaud obtenu par Ueda et al. (2008). Les contours correspondent à des isothermes. Les couleurs servent à faciliter la visualisation des structures ('slabs', point chaud). Un tel modèle est peu réaliste (voir texte). Figure adaptée de Ueda et al. (2008).

friction de la lithosphère soit fortement réduit par l'infiltration de larges volumes de fluides ou magmas provenant du panache. Comme le concluent Ueda et al. (2008), ce modèle n'est pas réaliste pour la Terre actuelle (et d'ailleurs non suggéré par les observations). Il pourrait être plus adapté à la Terre archéenne, mais reste hypothétique : aucune vérification ne peut en être faite. Enfin, le modèle présenté est à deux dimensions, et nous pouvons nous interroger sur sa transposition à trois dimensions (faut-il envisager des subductions tout autour des points chauds?).

1.4.3 Rôle des zones de faiblesse de la lithosphère

Plusieurs études ont accordé un rôle déterminant à de potentielles zones de faiblesse, au niveau desquelles la lithosphère céderait avant de plonger sous l'effet de sa flottabilité supposée négative.

Selon Toth et Gurnis (1998), l'initiation de la subduction pourrait même se produire assez facilement au niveau de ces zones de faiblesse, si elles se retrouvent soumises à un régime compressif suite à une modification des interactions entre les plaques. Un tel régime compressif pourrait, par exemple, se développer suite au blocage d'une subduction lointaine par l'arrivée d'un continent au niveau de la fosse. Toth et Gurnis (1998) proposent un modèle numérique, pour une lithosphère de rhéologie visco-élastique. Leur modèle comprend une force constante (ou vitesse constante) appliquée sur un plan vertical orienté parallèlement à l'axe d'une zone de faiblesse (Figure 1.9). Selon Toth et Gurnis (1998), l'initiation d'une subduction ne nécessite en fait pas de forces extrêmement importantes : celle liée à la poussée à la dorsale serait même suffisante si la résistance à la friction sur une faille est de l'ordre de 3 MPa comme le suggèrent des observations sismologiques. Un contexte tectonique régional de convergence complétant cette poussée permet le démarrage d'une subduction sur des failles plus résistantes (3-5 MPa). Un des problèmes posés par l'étude de Toth et Gurnis (1998) est qu'elle requière des failles à faible pendage (une vingtaine de degrés) recoupant la lithosphère

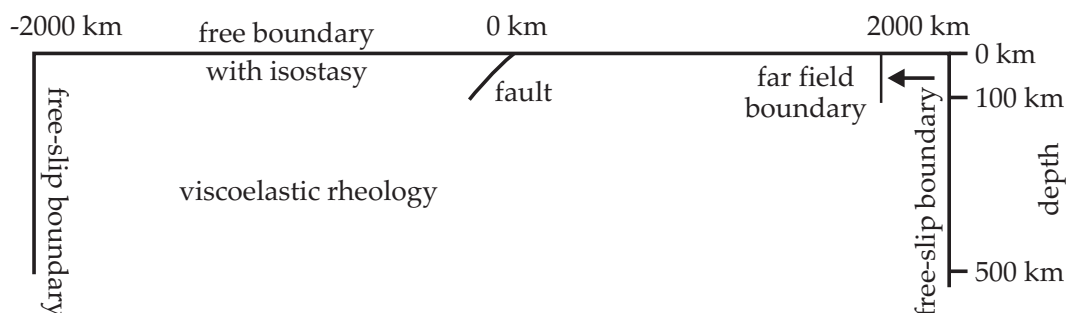


Fig. 1.9: Schéma du modèle de Toth et Gurnis (1998). Seule la partie supérieure est représentée (le modèle s'étend jusqu'à 1000 km de profondeur). Une zone de discontinuité à faible pendage (entre 17° et 30°) découpe la lithosphère sur toute son épaisseur. Un régime de compression est imposé en appliquant une force ou vitesse constante (flèche noire) sur un plan vertical lointain. Ce modèle requière des conditions bien particulières pour pouvoir initier une subduction.

sur toute son épaisseur. Les auteurs n'expliquent pas comment former de telles discontinuités. Ils suggèrent qu'il pourrait s'agir de zones de fractures ou failles transformantes, mais cela paraît peu compatible avec un faible pendage. De plus, leur modèle implique un concours de circonstances particulier : il faut non seulement qu'un régime de convergence se développe, mais aussi qu'il soit bien orienté, perpendiculairement à la zone de faille préexistante. On peut douter que les zones de subductions soient le résultat d'une telle coïncidence.

Solomatov (2004a,b) pense également que l'initiation de la subduction n'est envisageable que si la lithosphère présente des zones de faiblesse. L'origine de ces zones de faiblesse pourrait être une forte concentration en eau, mais il ne détaille pas ce qui provoquerait un tel enrichissement en eau. Selon *Solomatov* (2004a,b), la lithosphère se romprait au niveau de ces zones, soit sous l'influence des interactions entre les plaques, comme le proposent *Toth et Gurnis* (1998), soit sous l'effet d'une convection à petite échelle, animant le manteau supérieur. Il étudie ce dernier aspect par des simulations numériques, et prétend que la convection à petite échelle suffit à faire plonger la lithosphère dans l'asthénosphère. *Solomatov* (2004a) considère en fait non seulement une lithosphère gravitationnellement instable, mais surtout sans aucune résistance élastique. Il calcule par des lois d'échelles que l'initiation de la subduction par la convection à petite échelle se produit dès qu'une contrainte seuil de 3 MPa est dépassée (*Solomatov*, 2004b). Cette valeur est de deux ordres de grandeur inférieure à la résistance de la lithosphère obtenue par les expériences de mécanique des roches, ce qui laisse sceptique sur l'efficacité du modèle proposé.

1.4.4 Rôle des différences de densité océan-continent

Dans son article, *McKenzie* (1977) envisageait un certain nombre de moyens de faire plonger une centaine de kilomètres de lithosphère océanique dans l'asthénosphère. Le plus plausible était selon lui que l'initiation de la subduction se fasse au niveau de marges passives,

sous l'effet des forces liées à la différence de densité (et donc d'élévation) entre continents et plaques océaniques. La croûte continentale, composée de granites et autres roches felsiques, est moins dense que la croûte océanique constituée de basaltes et de cumulats mafiques et ultramafiques. Des variations de densité compositionnelles et thermiques existent aussi entre les manteaux lithosphériques continental et océanique. L'équilibre hydrostatique impose donc une élévation du continent par rapport à la plaque océanique. Il en résulte une différence de pression de part et d'autre de la marge passive, qui fait tendre le continent à s'étaler sur la plaque océanique. Cette dernière va se fléchir sous la charge continentale, ce qui pourrait finir par la faire plonger dans l'asthénosphère. Curieusement, cette idée n'a pas été beaucoup exploitée par la suite. Les études proposant les marges passives comme lieu préférentiel de l'initiation de la subduction n'y ont considéré que le rôle des sédiments (*Cloetingh et al.*, 1982) et/ou de la présence de failles héritées des phases de rifting et ouverture océanique (*Erickson et Arkani-Hamed*, 1993; *Kemp et Stevenson*, 1996). Ce n'est que très récemment que la différence d'élévation entre océan et continent a commencé à être prise en compte.

Faccenna et al. (1999) sont les premiers à en tenir compte, dans une étude reposant sur une série d'expériences en laboratoire (Figure 1.10). Ils modélisent une marge passive soumise

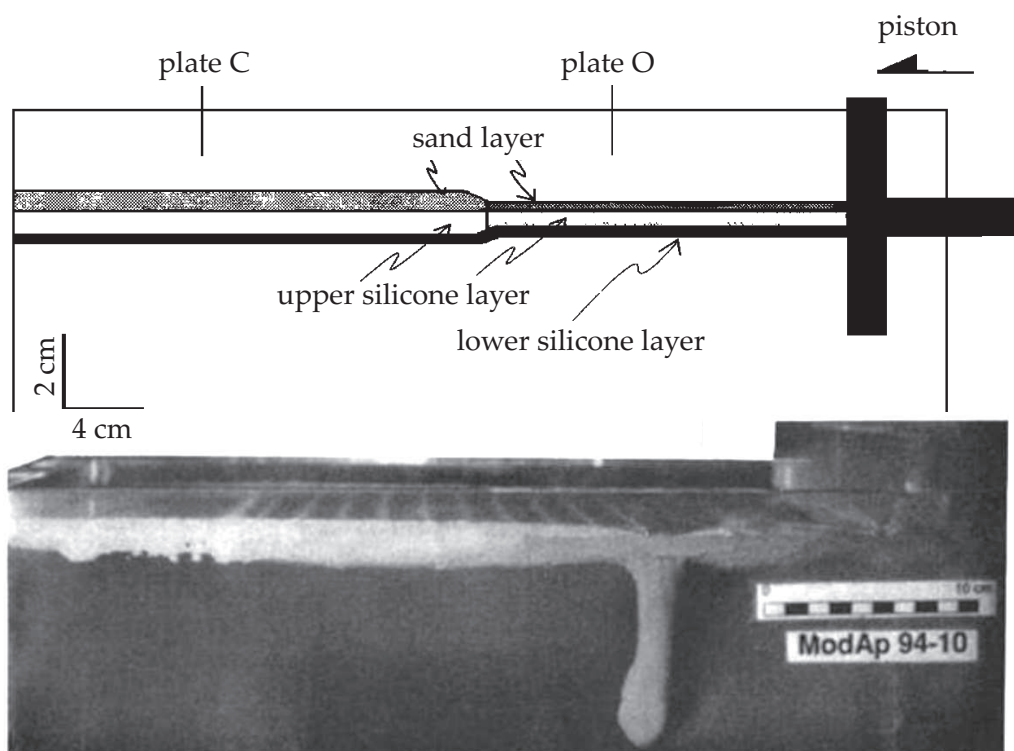


Fig. 1.10: Dispositif expérimental de Faccenna et al. (1999), et exemple typique de résultat obtenu. La principale force est celle imposée par le piston. Dans ces expériences, la lithosphère océanique, qui n'a aucune résistance élastique, s'enfonce à la verticale dans le manteau. D'après Faccenna et al. (1999).

à un régime compressif, et regardent l'influence d'une flottabilité négative de la lithosphère océanique, des forces horizontales liées aux différences de densité océan-continent, et de la résistance ductile-cassante de la lithosphère. Ils concluent que la subduction peut être initiée par effondrement du continent, mais aussi simplement sous l'effet de la convergence qu'ils imposent dans toutes leurs expériences. L'étude de *Faccenna et al.* (1999) ne permet donc pas d'isoler clairement le rôle joué par la différence de densité au niveau des marges passives. Par ailleurs, la lithosphère océanique y est modélisée par du sable pour la croûte supérieure et un matériau visqueux pour la croûte inférieure et le manteau lithosphérique. La résistance élastique à la flexure n'est donc pas prise en compte, ce qui se traduit par des subductions à la verticale.

La possibilité d'initier des zones de subduction grâce aux différences de densité entre plaque océanique et continent a aussi été évoquée par *Niu et al.* (2003). Leur étude se focalise toutefois plus sur le rôle des différences de densité intraocéanique : ils proposent que la limite entre plateaux et plancher océaniques, où existe un contraste de densité et d'élévation, constitue une zone de faiblesse où pourraient s'initier les subductions. Leurs calculs montrent cependant que la force liée à la flottabilité du plateau océanique est du même ordre de grandeur que la poussée à la dorsale, et donc une contrainte compressive additionnelle est nécessaire pour faire plonger la plaque océanique.

Finalement, seuls deux articles très récents se sont intéressés spécifiquement au rôle des différences de densité au niveau des marges passives. *Mart et al.* (2005) proposent une série d'expériences en laboratoire réalisées en centrifugeuse, sans imposer de contraintes latérales. Ils concluent que les différences de densité et élévation aux frontières océan-continent peuvent initier la subduction, et ce même sans prendre en compte de poussée à la dorsale, ou sans considérer une plaque océanique plus dense que l'asthénosphère. *Mart et al.* (2005) suggèrent que la densification liée aux réactions d'éclogitisation pourrait ensuite permettre à la lithosphère océanique de s'enfoncer plus profondément, dans l'asthénosphère. *Goren et al.* (2008) effectuent une seconde série d'expériences dans les mêmes conditions. Ils mettent l'accent sur le fait que, selon eux, la déformation ductile de la partie inférieure de la lithosphère contrôle le démarrage de la subduction. Le gradient latéral de pression au niveau d'une marge passive est initialement maximal au niveau du dessus de la plaque océanique. Une fois que le continent commence à chevaucher cette dernière, c'est le gradient de pression en base de lithosphère océanique, orienté vers le continent, qui devient maximal. Il y aurait alors rotation de l'interface entre lithosphères océanique et continentale, ce qui initierait une subduction plate de la lithosphère océanique sous le continent (Figure 1.11). *Goren et al.* (2008) supposent que la plaque océanique va ensuite se densifier et plonger dans le manteau.

Plusieurs critiques peuvent être formulées à l'égard des études de *Mart et al.* (2005) et *Goren et al.* (2008). Tout d'abord, elles négligent complètement la résistance élastique de la lithosphère. D'autre part, les expériences montrent de la lithosphère océanique chevauchée par le continent, mais jamais de réelle subduction : la lithosphère n'est pas immergée dans

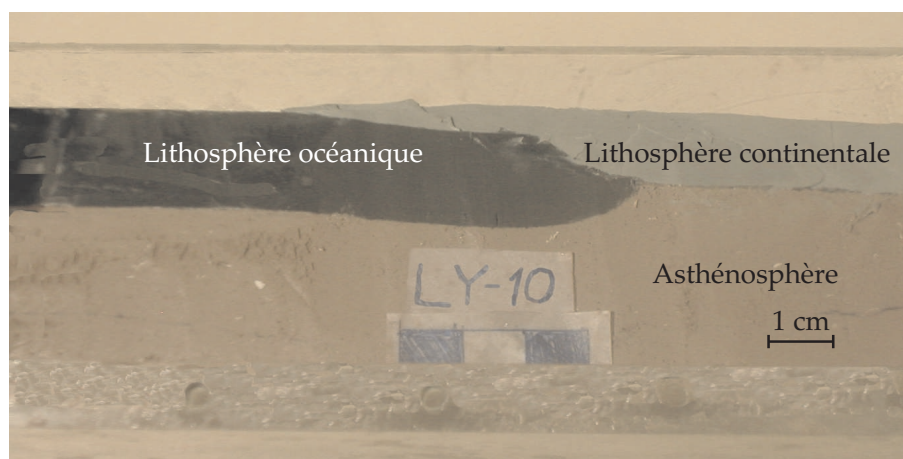


Fig. 1.11: *Expérience de Goren et al. (2008). L'initiation de la subduction au niveau d'une marge passive est envisagée. Elle se produit, selon Goren et al. (2008), par un mécanisme purement ductile conduisant à une déformation et à une rotation de l'interface entre lithosphères océanique et continentale. Nous observons bien le chevauchement de la lithosphère océanique par le continent, mais cette approche ne permet pas de faire plonger la lithosphère océanique dans l'asthénosphère : la 'subduction' reste plate.*

l'asthénosphère. *Mart et al. (2005)* et *Goren et al. (2008)* prétendent que la plaque océanique enfouie sous le continent va s'éclogitiser, devenir ainsi plus dense que le manteau sous-jacent et s'y enfoncer. Ils ne vérifient toutefois pas quantitativement si les conditions sont réunies pour que cela se produise. De manière générale, leurs études montrent quelques expériences réalisées pour des gammes de paramètres réduites, et restent extrêmement qualitatives. Enfin, *Mart et al. (2005)* et *Goren et al. (2008)* concluent que leur mécanisme conduit à l'initiation de subductions même pour des lithosphères océaniques de flottabilité neutre. On comprend alors mal pourquoi certaines marges passives matures, comme celles de l'Atlantique, n'ont pas évolué en marges actives.

1.5 Bilan

En résumé, les modèles existant pour expliquer l'initiation de la subduction ne sont pas satisfaisants. Certains traitent le problème pour une rhéologie purement visqueuse, négligeant la résistance élastique des plaques océaniques. D'autres requièrent des conditions extrêmes, avec par exemple l'existence de zones de faiblesse à l'échelle de la lithosphère. Le problème est alors simplement décalé, puisqu'il reste à expliquer comment de telles conditions sont créées. Des concours de circonstances particuliers sont par ailleurs souvent invoqués, notamment des modifications des interactions entre les plaques qui pourraient, si elles sont bien combinées à divers autres effets, déclencher la plongée de la lithosphère océanique dans l'asthénosphère. Les zones de subduction jouant un rôle majeur dans le fonctionnement de la Terre, on peut se demander s'il est raisonnable d'envisager qu'elles soient ainsi le résultat du hasard. Par

ailleurs, dans plusieurs des études évoquées précédemment, l'initiation de la subduction est plus ou moins directement liée à des subductions déjà développées. Reste donc à trouver un mécanisme différent pour les premières subductions. Enfin, la grande majorité des théories proposées supposent une lithosphère océanique gravitationnellement instable, et cherchent donc avant tout un moyen de provoquer la rupture de la lithosphère. Une conséquence de cette approche est qu'il est alors difficile d'expliquer que sur Terre, les plaques océaniques entrent en subduction à des âges très variables. De plus, suite aux récentes études qui remettent en cause l'acquisition par la lithosphère d'une flottabilité négative par rapport au manteau sous-jacent, le problème devient plus complexe. Il faut désormais établir un mécanisme permettant de forcer l'enfoncement dans l'asthénosphère d'une plaque pas nécessairement plus dense que le manteau. Des contraintes importantes doivent être mises en jeu : des effets tels que l'accumulation de sédiments ne sont plus envisageables. Il semble que si l'on exclut la traction du 'slab' qui ne concerne que les subductions déjà développées, les plus grandes forces susceptibles de faire plonger la lithosphère dans l'asthénosphère sont celles qui existent aux frontières océan-continent. Dans cette thèse, nous étudierons donc la possibilité d'initier les zones de subduction au niveau des marges passives. Une motivation supplémentaire à une telle approche est que de nombreuses caractéristiques des marges passives demeurent encore mal expliquées. Malgré la qualité croissante des données acquises au niveau de ces marges, leur structure et leur dynamique posent quelques problèmes majeurs, qui ne font l'objet d'aucun consensus à l'heure actuelle.

Chapitre 2

Quelques problèmes non résolus sur les marges passives

Nous présentons ici trois aspects caractéristiques des marges passives qui restent mal compris. Le premier concerne le mode d’extension de la croûte continentale, et le ‘paradoxe de la plaque supérieure’ qui en résulte. Nous nous intéressons ensuite à la présence de réflecteurs sismiques et de matériel dense sous certaines marges continentales amincies. Enfin, les problèmes posés par la dynamique des marges sont abordés. Pour illustrer les deux premiers aspects, nous prenons la marge ibérique pour exemple à plusieurs reprises. La Figure 2.1 indique la latitude approximative des segments de cette marge étudiés par les divers articles cités.

2.1 Mode d’extension du continent

Deux types de modèles ont été proposés pour expliquer la formation des marges continentales. L’un consiste en un étirement uniforme du continent, et conduit à la formation de deux marges conjuguées symétriques (*McKenzie*, 1978). L’autre repose sur un rifting asymétrique, avec un grand détachement à faible pendage traversant l’ensemble de la lithosphère (*Wernicke*, 1985). L’une des marges est alors constituée du toit du détachement (plaque supérieure), alors que la marge conjuguée en est la partie inférieure. Le paradoxe est qu’une grande majorité des marges semblent être des plaques supérieures (on parle du ‘paradoxe de la plaque supérieure’, *Driscoll et Karner* (1998)). En particulier, les observations montrent qu’à proximité de la transition océan-continent la plupart des marges continentales sont caractérisées par une croûte supérieure très étirée surplombant directement du manteau : la croûte inférieure est absente (Figure 2.2). *Driscoll et Karner* (1998) illustrent ce paradoxe en prenant pour exemple les marges conjuguées ibérique et de Terre-Neuve. Les données acquises au niveau de la marge ibérique suggèrent qu’un détachement à pendage vers l’est sépare une plaque supérieure ibérique d’une plaque inférieure constituant la marge de Terre-Neuve (*Tankard et Welsink*, 1987). Au contraire, les observations effectuées sur la marge de Terre-Neuve indiquent un détachement à pendage vers l’ouest entre une plaque supérieure du côté Terre-Neuve et une plaque inférieure ibérique (*Boillot et al.*, 1988).

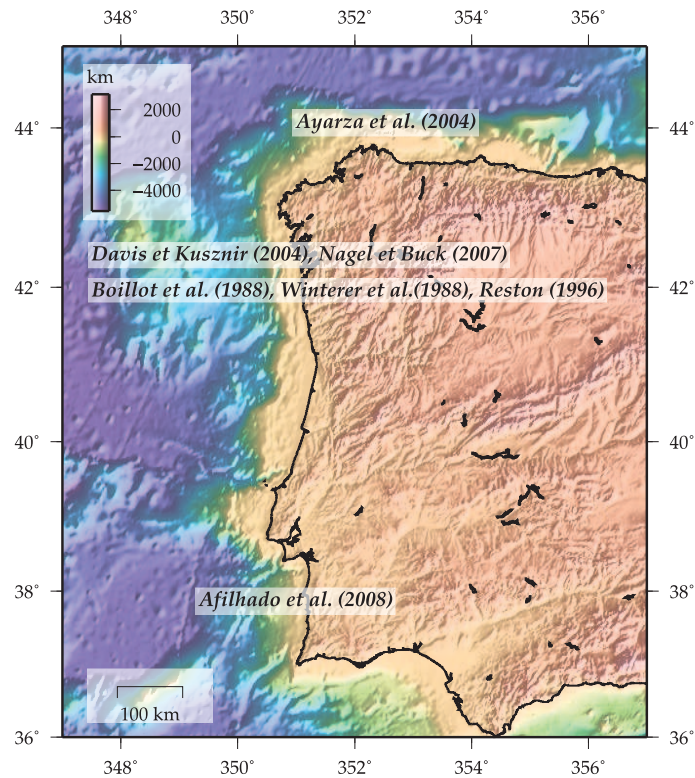


Fig. 2.1: Exemple de marges passives : les marges ibériques. Les latitudes des zones étudiées par les divers articles cités dans les paragraphes suivants sont indiquées.

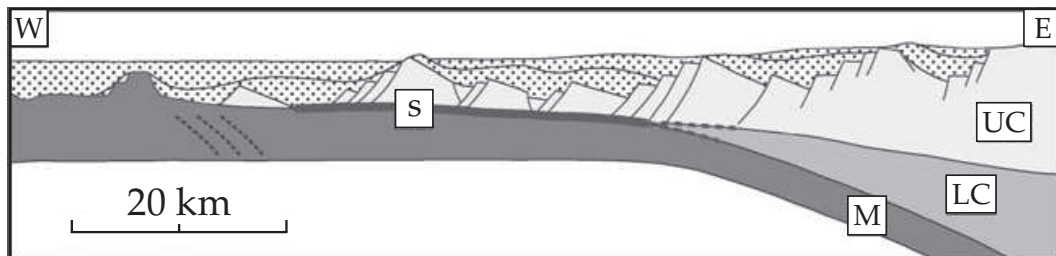


Fig. 2.2: Coupe schématique de la marge de Galice (Ouest du Portugal), extraite de Boillot et al. (1995). Les abréviations sont : UC, croûte supérieure, LC, croûte inférieure, M, manteau. La lettre 's' montre la position d'un réflecteur sismique. Près de la limite océan-continent, la croûte inférieure est absente.

Davis et Kuszniir (2004) interprètent le paradoxe de la plaque supérieure en terme d'étirement dépendant de la profondeur. Ils estiment un taux d'extension pour la croûte supérieure à partir du décalage sur les failles, et un taux d'extension pour l'ensemble de la croûte à partir de l'épaisseur crustale (déterminée par des études sismiques et gravimétriques). Ce travail est effectué pour les marges de Goban Spur (au sud-ouest de l'Angleterre), de Galice (marge ibérique), de Vøring (Norvège) et de la mer de Chine du Sud. Dans tous les cas, les observations indiquent un taux d'extension uniforme jusqu'à une distance de l'ordre d'une

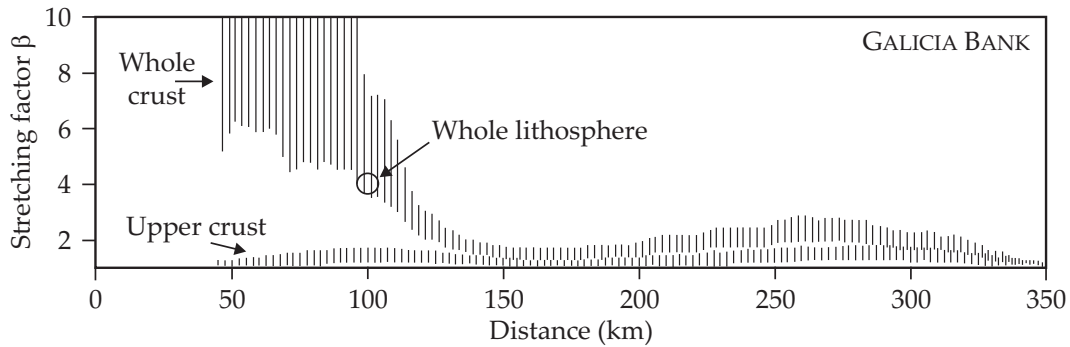


Fig. 2.3: Taux d'étirement en fonction de la distance à la limite océan-continent, pour la marge de Galice (d'après Davis et Kusznir (2004)). L'absence de croûte inférieure près de la limite océan-continent peut être interprétée comme le résultat d'un étirement dépendant de la profondeur.

centaine de kilomètres de la frontière océan-continent. À des distances plus faibles, le taux d'extension estimé pour la croûte supérieure est partout inférieur à celui déterminé pour la croûte entière (*e.g.*, Figure 2.3). Une étude plus détaillée, se focalisant sur la marge de Galice, est présentée par Nagel et Buck (2007). Ils tentent d'expliquer diverses caractéristiques de la marge, en particulier le fait que la croûte continentale passe d'une épaisseur de 25 km à une épaisseur nulle sur une distance de 50 à 100 km (Boillot *et al.*, 1988), et que la croûte inférieure est absente à l'extrémité du continent (Manatschal et Bernoulli, 1999) (Figure 2.2). Davis et Kusznir (2004) et Nagel et Buck (2007) proposent pour expliquer les observations des modèles d'ouverture océanique symétrique, mais avec une lithosphère à rhéologie dépendant de la profondeur (croûte inférieure peu résistante pour Davis et Kusznir (2004), croûte inférieure résistante mais séparée de la croûte supérieure par une zone de faiblesse mi-crustale pour Nagel et Buck (2007)).

Ces modèles, et l'observation même d'un taux d'extension dépendant de la profondeur, restent toutefois sujets à débats. Reston (2005, 2007) note que pour les bassins continentaux, pour lesquels on dispose de données de meilleure qualité que pour les marges, les différentes estimations des taux d'extension ne présentent pas de désaccord. Si les études de Davis et Kusznir (2004) et Nagel et Buck (2007) sont correctes, alors elles impliqueraient que le mode de formation des bassins continentaux et des marges soit fondamentalement différent. Selon Reston (2007), le désaccord entre les taux d'extension calculés à partir des failles d'une part et de l'amincissement crustal de l'autre n'est en fait qu'un artefact. Il résulte d'une sous-estimation de l'extension accommodée par les failles, qui pourrait s'expliquer par le fait que seule une petite portion des failles existantes est recensée. Une autre hypothèse suggérée par Reston (2007) est que l'extension en domaine cassant se ferait en plusieurs phases, avec des générations de failles normales se succédant : seule la génération la plus récente serait observée.

L'absence de croûte continentale inférieure près des transitions océan-continent demeure

donc énigmatique. Pour certains héritée du mode d'ouverture océanique, elle n'est pour d'autres qu'un artefact lié à la qualité imparfaite des données. Des processus complexes sont également proposés, tels que des échanges de masse entre la croûte et le manteau lors du rifting et de la rupture du continent, ou bien une recristallisation crustale (*Afilhado et al.*, 2008). Une hypothèse, pourtant plus simple, ne semble pas avoir été envisagée : le paradoxe de la plaque supérieure ne pourrait-il résulter d'un amincissement continental postérieur à l'ouverture océanique ? Dans cette optique, il faut imaginer un mode d'ouverture océanique conduisant à une transition relativement abrupte entre continent et océan. Le continent, épais et peu dense, aurait alors une élévation marquée par rapport à la plaque océanique, d'où un gradient de pression important au niveau de la marge. En réponse à ce gradient, le continent s'étalerait sur la plaque océanique. On peut alors envisager un mode d'amincissement totalement différent de ceux étudiés jusqu'alors, et qui pourrait peut-être expliquer les observations.

Un test préliminaire d'une telle approche consiste à comparer des marges passives d'âges différents. Si un amincissement continental significatif se produit postérieurement à l'ouverture océanique, un océan venant de s'ouvrir devrait présenter des marges abruptes. La Mer Rouge constitue un lieu idéal pour vérifier cela. L'accrétion océanique y a débuté dans sa partie sud il y a quelques millions d'années seulement (*Roeser*, 1975). L'extrémité nord est encore aux stades de rifting. Plusieurs études ont souligné que l'amincissement continental en Mer Rouge s'effectue sur de faibles distances. Sur la base de données bathymétriques et de sismique-réflexion, *Cochran et Karner* (2007) évaluent qu'au nord, la distance entre continent non aminci et dépression axiale n'est que de 80 km. Plus au sud, là où l'expansion océanique a clairement débuté, *Al-Damegh et al.* (2005) montrent, au moyen de fonctions récepteurs, que

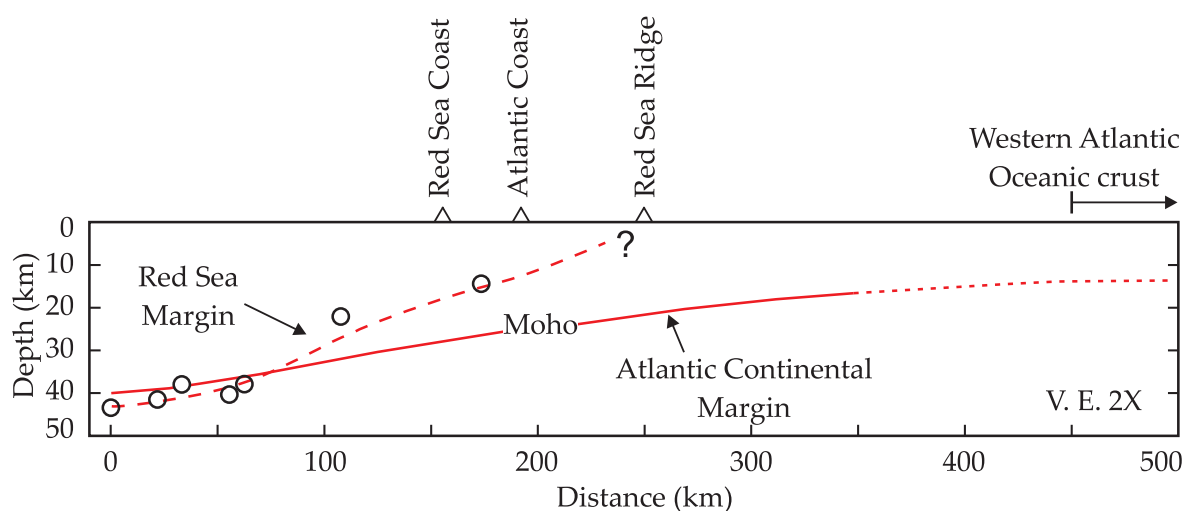


Fig. 2.4: Coupe montrant le profil du moho pour une marge ouest Atlantique et pour la marge est de la Mer Rouge. La distance entre croûte continentale 'normale' et croûte océanique est moitié moins pour la mer Rouge que pour la marge ouest atlantique. D'après *Al-Damegh et al.* (2005).

la transition entre la croûte continentale arabique et la croûte océanique se fait sur 250 km environ. *Al-Damegh et al.* (2005) remarquent que cela est près de deux fois inférieur à la distance moyenne de 450 km qui caractérise les marges de l'Atlantique (Figure 2.4). Ils suggèrent que l'abrupteté des marges de la Mer Rouge pourrait être une conséquence inhérente aux processus de rifting. Les marges continentales, initialement abruptes, évolueraient progressivement en marges étendues.

En résumé, l'amincissement continental au niveau des marges passives demeure sujet à débat. Résulte-t-il entièrement des phases précoces de rifting et ouverture océanique ? Si cela est le cas, pourquoi ne présente-il pas les mêmes caractéristiques qu'au niveau des bassins continentaux ? Comment expliquer la transition océan-continent abrupte observée au niveau d'une marge jeune comme celle de la Mer Rouge ? Cette observation ne suggère-t-elle pas qu'une part significative de l'extension continentale se ferait postérieurement à l'ouverture océanique ?

Un autre aspect mal compris est la présence de réflecteurs sismiques et de corps de forte densité à la base des marges continentales.

2.2 Structure des marges passives

2.2.1 Réflecteurs sismiques

Les études sismiques réalisées au niveau des marges mettent en évidence un certain nombre de réflecteurs, pour certains très marqués et observés sur de longues distances, mais dont l'interprétation est discutée. Par exemple, sur les marges de Galice et du Golfe de Gascogne, le 'réflecteur S' borde la base de la croûte continentale étirée (Figure 2.2). *de Charpal et al.* (1978) l'interprètent comme la transition fragile-ductile, dans un modèle symétrique d'extension lithosphérique. Pour *Boillot et al.* (1988), *Winterer et al.* (1988) ou *Reston et al.* (1996), il s'agirait plutôt du grand détachement à faible pendage traversant la lithosphère dans un contexte d'extension asymétrique. Ces études sont toutefois en désaccord sur le sens du pendage (vers l'est pour *Boillot et al.* (1988) et *Reston et al.* (1996), vers l'ouest pour *Winterer et al.* (1988)). *Sibuet* (1992) considère également le réflecteur S comme un détachement, mais intra-crustal, alors que *Boillot et al.* (1989) met l'accent sur le fait que ce réflecteur marque une limite tectonique entre croûte et manteau. Enfin, une toute autre hypothèse est proposée par *Horsefield* (1992) : il pourrait s'agir du toit d'une grande intrusion magmatique.

D'autres réflexions, plus profondes, sont observées sous le moho de la marge continentale du Golfe de Gascogne. Une modélisation 3D des données sismologiques, publiée par *Ayarza et al.* (2004), montre que ces réflexions seraient générées par une surface d'orientation est-ouest, à pendage vers le sud, qu'*Ayarza et al.* (2004) interprètent comme le dessus d'une plaque plongeante. Ils complètent leur étude par une modélisation à l'échelle lithosphérique intégrant des données de topographie, d'élévation du géoïde et d'anomalies gravimétriques. L'ensemble de ces données peut être expliqué par un modèle où la lithosphère océanique du Golfe de Gascogne est chevauchée par la croûte continentale de la péninsule ibérique. Ces

conclusions semblent confirmer une hypothèse qui avait déjà été avancée par de précédentes études (e.g., *Masson et al.*, 1994).

La combinaison de données sismologiques et gravimétriques met en évidence des structures particulières sous de nombreuses marges, bien que celle du Golfe de Gascogne soit la seule pour laquelle un début de subduction est envisagé.

2.2.2 Matériel de nature indéterminée sous les marges continentales

Du matériel de nature indéterminée à la base de la marge continentale est par exemple observé dans la partie sud de la marge ibérique par *Afilhado et al.* (2008). À partir de profils de sismique réflexion et réfraction, ils établissent un modèle de vitesse sismique puis le convertissent en modèle de densité. Ils vérifient que ce modèle est cohérent avec les données gravimétriques, et le complètent par une étude des anomalies magnétiques. Leur travail met en évidence deux résultats principaux : l'amincissement différentiel de la croûte continentale que nous avons déjà évoqué (Section 2.1), et l'existence d'une zone transitionnelle d'une quarantaine de kilomètres entre les domaines océaniques et continentaux identifiés avec certitude (Figure 2.5). Selon *Afilhado et al.* (2008), cette zone de transition serait constituée de croûte continentale très amincie surplombant une couche de gabbros intrudés ou de péridotites serpentinisés intrudées. Ils notent que l'existence d'une magnétisation élevée est plus en faveur de gabbros que de manteau serpentinsé. *Afilhado et al.* (2008) suggèrent que ces gabbros auraient été mis en place par intrusion lors de l'ouverture océanique, mais ne détaillent pas pourquoi ni comment.

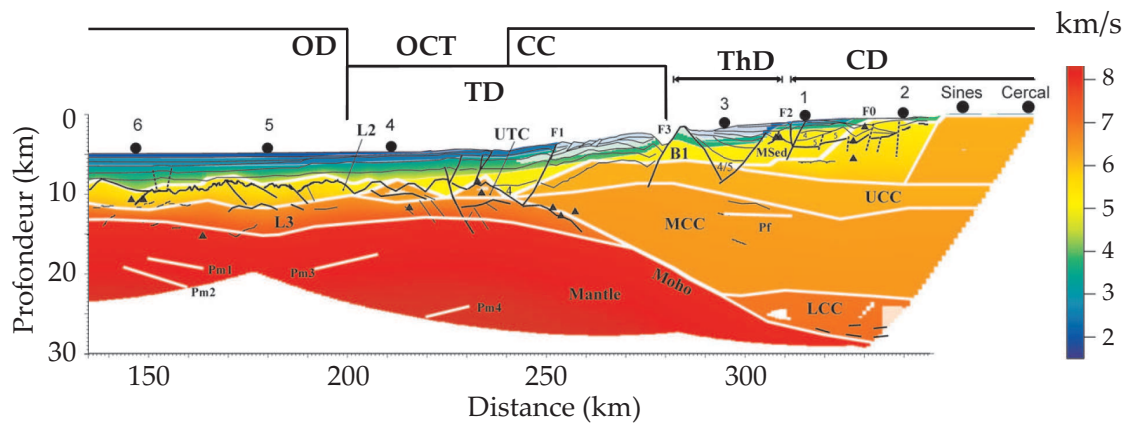


Fig. 2.5: Modèle de vitesse sismique pour le sud de la marge ibérique, extraite d'*Afilhado et al.* (2008). L2 : croûte océanique supérieure ; L3 : croûte inférieure des domaines océanique (OD) et transitionnel (TD) ; MSed : métasédiments ; UCC, MCC et LCC : croûte continentale supérieure, intermédiaire et inférieure. F0 à F3 : failles. Pm1 à Pm4 : réflecteurs. CD : domaine continental. ThD : continent aminci. À proximité de la transition océan-continent (OCT), la MCC repose directement sur le manteau. Au niveau même de la transition, la MCC et l'UCC chevauchent du matériel de nature indéterminée, qui semble en continuité avec la croûte océanique (L3).

Nous nous sommes jusqu'alors essentiellement intéressés à la marge ibérique. La présence de matériel dont la nature et l'origine sont débattues, sous une croûte continentale très amincie, est toutefois observée au niveau de nombreuses autres marges. C'est notamment le cas pour la marge de Terre-Neuve, conjuguée de la marge ibérique (*Van Avendonk et al.*, 2009), mais surtout pour toutes les marges dites 'volcaniques'. Une des caractéristiques des marges volcaniques est en effet l'existence de corps à forte vitesse sismique, de 10 à 15 km d'épaisseur, localisés sous la croûte continentale amincie, au niveau de la transition océan-continent. On classe par exemple dans la catégorie des marges volcaniques celles de Norvège (*Scheck-Wenderoth et al.*, 2007; *Tsikalas et al.*, 2008) et d'Afrique du sud (e.g., *Hirsch et al.*, 2009), alors que les marges ibériques et de Terre-Neuve sont qualifiées de non-volcaniques. En réalité, la distinction entre les deux types de marges est parfois difficile à définir (e.g., *Blaich et al.*, 2008). Les structures observées à la base des marges continentales sont classiquement interprétées comme des intrusions mafiques mises en place avant l'ouverture océanique. Toutefois, il n'y pas d'accord sur les processus à l'origine de telles intrusions. Certains affirment que les mécanismes de rifting suffiraient à générer des volumes magmatiques comparables à ceux des corps observés sous les marges (e.g., *van Wijk et al.*, 2001). Pour d'autres, le grand volume de ces corps nécessiterait d'invoquer des causes extérieures, par exemple, un point chaud (e.g., *White et McKenzie*, 1989). Cette hypothèse se heurte à une difficulté : toutes les marges dites volcaniques ne sont pas localisées à proximité de points chauds. C'est le cas par exemple pour la marge ouest-australienne (e.g., *Hopper et al.*, 1992). Une des autres théories envisagées met l'accent sur le rôle du développement d'une convection à petite échelle, qui serait déclenchée par l'amincissement continental précédant l'ouverture océanique (e.g., *Boutillier et Keen*, 1999).

La structure des marges soulève donc encore des interrogations. Elle fait l'objet d'une multitude d'études, mais qui reposent généralement sur les mêmes concepts. En particulier, les études existantes considèrent les marges comme des objets géologiques dont la structure varierait peu après leur formation. Ainsi, l'amincissement continental, comme la présence de matériel à forte vitesse sismique en base du continent aminci, sont toujours vus comme des conséquences des phases de rifting précédant ou pendant l'ouverture océanique. Puisque cette approche ne donne pas de résultats entièrement satisfaisants, pourquoi ne pas proposer une alternative où la structure des marges serait influencée par l'évolution postérieure à la rupture continentale ? Un argument en faveur de cela est que, comme nous allons le voir, les marges dites passives connaissent en fait des mouvements verticaux d'amplitude non négligeable sur des millions d'années. Des modifications structurelles pourraient être associées à cette dynamique.

2.3 Soulèvement et subsidence

Des épisodes de subsidence, mais aussi de soulèvement, affectent les marges passives. Ces épisodes ont longtemps été supposés avoir eu lieu avant l'ouverture océanique, la subsidence étant attribuée à l'amincissement de la lithosphère continentale lors du rifting, alors que dans le même temps, ou juste après, les bords du rift se soulèveraient, pour constituer des zones qui resteraient ensuite anormalement élevées (*Lister et al.*, 1991). Aujourd'hui, on sait toutefois que des mouvements verticaux bien postérieurs à l'ouverture océanique se sont produits sur la plupart des marges passives.

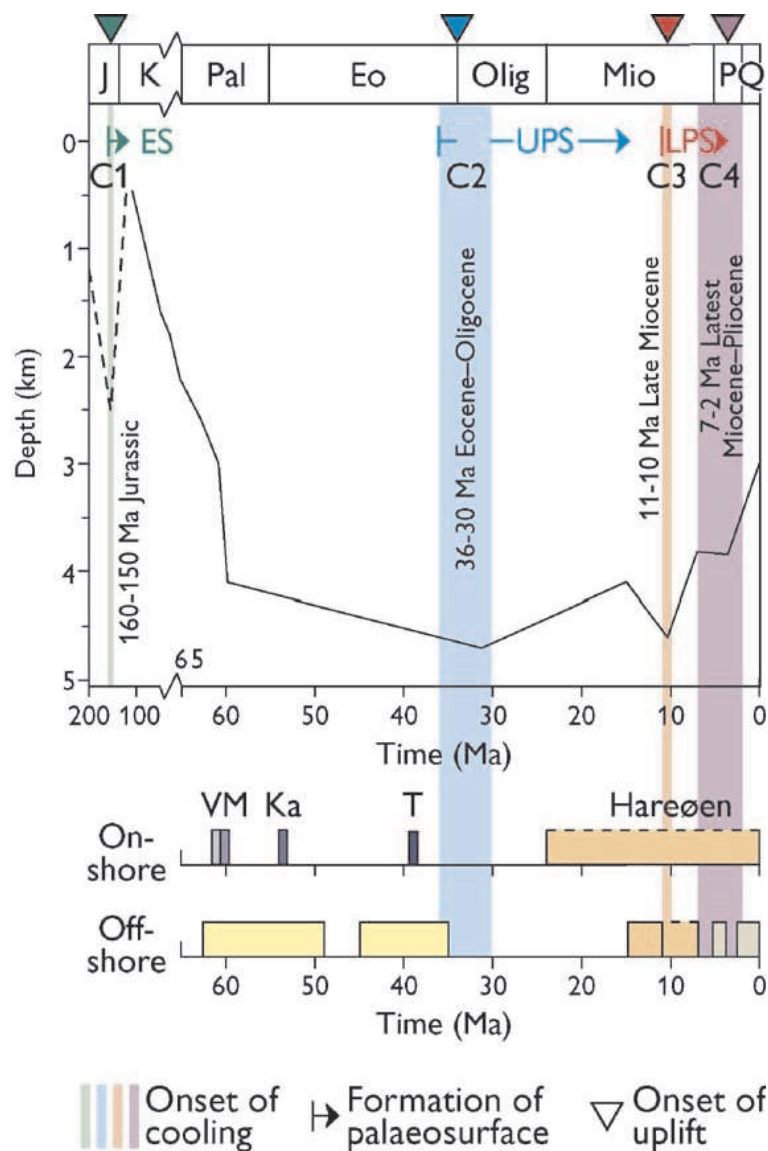


Fig. 2.6: Chronologie schématique des événements ayant affecté la marge ouest du Groenland, tirée de Japsen et al. (2006). La ligne pleine correspond à l'évolution de la profondeur de l'interface entre socle et sédiments. Pour la partie en pointillés, l'échelle de profondeur est arbitraire.

Cela est notamment le cas pour l'ensemble des marges de l'Atlantique Nord. Les épisodes de subsidence et soulèvement post-rift sont par exemple bien documentés pour la marge ouest du Groenland, grâce aux importants enregistrements sédimentaires et volcaniques qui y sont disponibles (*Japsen et al.*, 2006). Ces enregistrements révèlent la succession d'événements suivante (Figure 2.6). Au Crétacé et début du Paléocène, se produisent extension et ouverture du rift. Suit un épisode de soulèvement au milieu du Paléocène (vers 61 Ma), attribué à l'impact du point chaud islandais. Pendant la fin du Paléocène et l'Éocène, en même temps que se crée du plancher océanique en mer du Labrador, la marge ouest du Groenland est affectée par une subsidence kilométrique. Cette subsidence est suivie d'un important soulèvement de la marge, qui commence au début de l'Oligocène, et se poursuit pendant tout le Néogène. L'épisode de soulèvement néogène est contraint par plusieurs méthodes : l'observation des discordances sédimentaires, des analyses de traces de fission d'apatite, et des études morphologiques de paléosurfaces. Il débute vers 36-30 Ma, semble être interrompu brièvement vers 10 Ma, mais reprendre vers 7 Ma. Le soulèvement, d'une amplitude atteignant 1.75 km au moins, s'observe *onshore*, alors que l'*offshore* semble rester soumis à de la subsidence (importants dépôts sédimentaires). L'origine du soulèvement n'est pas expliquée. *Japsen et al.* (2006) montrent bien que les zones élevées proches de la marge ont été soulevées longtemps après l'ouverture du rift : elles ne peuvent donc être interprétées comme une conséquence du rifting contrairement à ce qui a été souvent admis. Ils excluent par ailleurs un possible rôle du chargement glaciaire ou du rebond postglaciaire : la chronologie de ces événements n'est pas cohérente avec celle déterminée pour la dynamique de la marge. Finalement, *Japsen et al.* (2006) proposent que le soulèvement pourrait être en relation avec les variations d'épaisseur de la croûte et de la lithosphère sur une faible distance, mais ils ne développent pas leur hypothèse.

Pour les autres marges de l'Atlantique Nord, la chronologie est un peu moins précise que pour la marge du Groenland, mais le soulèvement est indéniable, et tout aussi nettement postérieur à l'ouverture océanique (e.g., *Rohrman et van der Beek*, 1996; *Japsen et Chalmers*, 2000). D'amplitude de l'ordre d'un kilomètre, il affecte les masses continentales bordant les marges et est accompagné d'une subsidence des bassins adjacents (Figure 2.7). La datation du début du soulèvement est incertaine, mais il est partout clairement observé au Néogène. La mise en évidence de mouvements verticaux post-rift autour de l'Atlantique Nord repose sur des études détaillées des différentes marges, à partir de la stratigraphie (profils sismiques), de la nature et de la composition chimique des sédiments (échantillonnés par des forages pétroliers), de la géomorphologie, et de datations par traces de fission d'apatite sur les roches continentales. Des mécanismes variés sont suggérés par les auteurs de ces études comme cause du soulèvement, mais tous demeurent controversés.

Riis et Fjeldskaar (1992) s'intéressent par exemple aux marges de Norvège, jusqu'à la Mer de Barents, et proposent un modèle de rebond postglaciaire pour expliquer le soulèvement. Ils concluent cependant que leur modèle ne permet pas d'obtenir des mouvements verticaux d'amplitude comparable à celle observée, et que d'autres mécanismes doivent donc entrer en

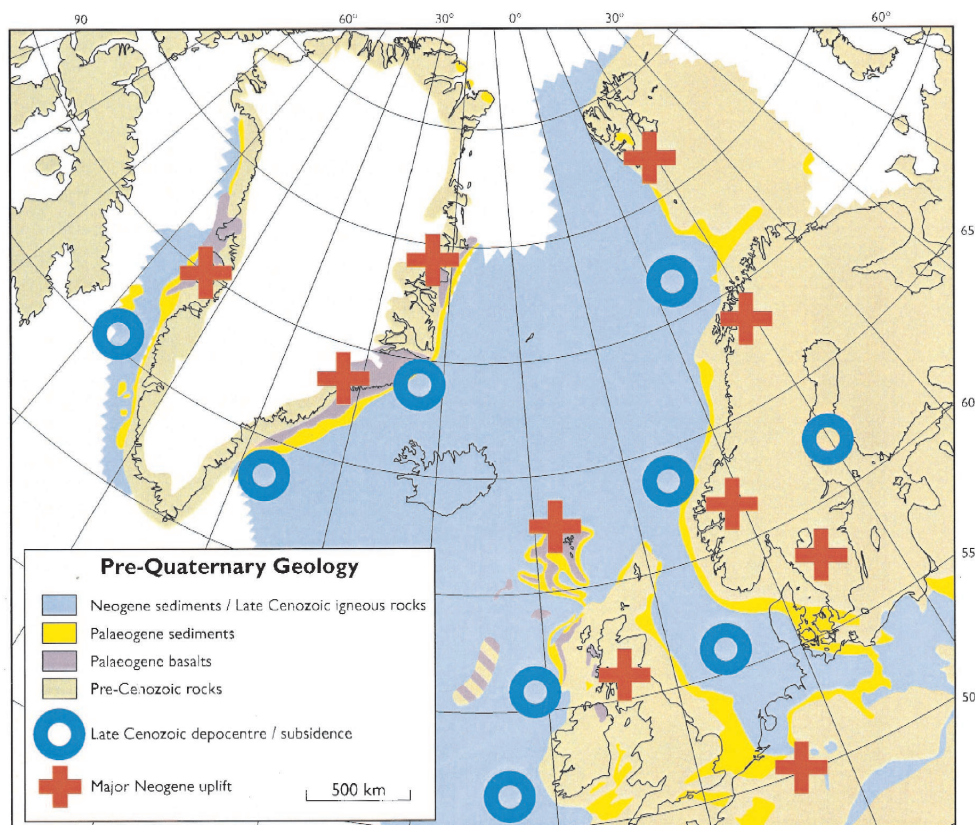


Fig. 2.7: Carte géologique pré-quaternaire du Nord de l'Atlantique, indiquant les zones affectées par du soulèvement (croix rouges) et de la subsidence (cercles bleus) au Néogène, extraite de Japsen et Chalmers (2000).

jeu. Par ailleurs, des datations par traces de fission d'apatite et des données stratigraphiques plus récentes ont montré que la chronologie des événements n'est pas compatible avec leur modèle, puisque le soulèvement semble par endroit prédater la glaciation.

Japsen et Chalmers (2000) envisagent que les mouvements verticaux soient liés à une compression de la lithosphère, comme suggéré par la théorie de Cloetingh *et al.* (1990), mais rejettent finalement cette possibilité : d'une part, elle prédit des taux de déformation d'un ordre de grandeur plus faibles que ceux observés, et d'autre part, elle ne peut expliquer que le soulèvement et la subsidence affectent l'ensemble des marges autour du nord de l'Atlantique. Le rôle de contraintes compressives avait déjà été suggéré par Theilen et Meissner (1979), dans une étude de la marge fennoscandinave. Theilen et Meissner (1979) attribuent ces contraintes à la poussée à la ride, mais également aux différences de pression à la limite océan-continent. Selon eux, les différences de pression à la frontière océan-continent conduisent à une extension de la croûte continentale, mais, en profondeur, la pression serait plus forte dans la partie océanique de l'asthénosphère. Cette pression plus forte, en association avec la poussée à la ride, aurait initié une subduction non-sismique de matériel océanique sous la croûte continentale, ce qui expliquerait le soulèvement observé et le caractère asymétrique (par rapport à la limite océan-continent) du soulèvement. Theilen et Meissner (1979) concluent que la subduction

initiiée pourrait se développer en une zone active dans le futur.

L'idée avancée par *Theilen et Meissner* (1979) n'a pas été reprise par la suite. Finalement, la majorité des théories proposées pour expliquer le soulèvement des marges du nord de l'Atlantique ont fait appel au point chaud islandais (e.g., *Våagnes et Amundsen*, 1993; *Rohrman et van der Beek*, 1996; *Stuevold et Eldholm*, 1996; *Clift et al.*, 1998). *Våagnes et Amundsen* (1993) s'intéressent par exemple à l'interaction entre une asthénosphère rendue anormalement chaude par la proximité du point chaud et de la lithosphère continentale froide. Cette interaction générerait de la convection à petite échelle, conduisant à une érosion sublithosphérique. Il faudrait toutefois un amincissement du manteau lithosphérique d'un facteur cinq pour expliquer le kilomètre de soulèvement observé en surface, ce qui paraît déraisonnable. *Rohrman et van der Beek* (1996) envisagent un autre aspect de l'interaction entre une asthénosphère chaude peu visqueuse et une lithosphère cratonique froide de forte viscosité. Elle serait à l'origine de diapirs, qui auraient engendré les mouvements de soulèvement. Ils admettent cependant qu'un certain nombre d'éléments semblent ne pas être cohérents avec ce modèle. En particulier, il implique des structures d'une longueur d'onde donnée, qui n'apparaît pas clairement pour la mer de Norvège et pour le Groenland, et il ne permet pas d'expliquer la forme allongée (suivant la marge) des zones soulevées. De façon plus générale, les diverses études proposant que le point chaud islandais soit à l'origine du soulèvement des marges nord-atlantiques se heurtent à des difficultés, ou bien restent extrêmement vagues sur les mécanismes impliqués. *Japsen et Chalmers* (2000) notent par ailleurs que ces études ne permettent pas de comprendre pourquoi les mouvements verticaux des marges sont observés essentiellement au Néogène, alors que le point chaud islandais se met en place au Paléogène.

Des phénomènes de subsidence et soulèvement post-rift ont également affecté des marges

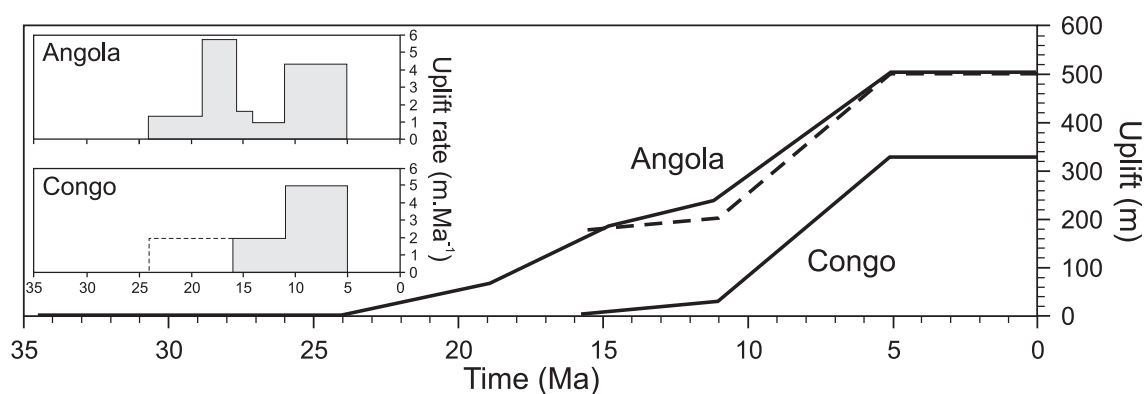


Fig. 2.8: Évolution du soulèvement des marges d'Angola et du Congo, d'après *Lavier et al.* (2001). Pour le Congo, l'enregistrement stratigraphique du début du Miocène est mal conservé. La courbe en pointillés représente l'évolution de la marge du Congo corrigée en supposant que l'amplitude totale du soulèvement est la même que pour l'Angola (500 m). Les deux marges présentent alors des évolutions comparables, avec un soulèvement continu pendant tout le Miocène, dont l'origine est controversée.

de l'Atlantique Sud, par exemple les marges ouest-africaines (*e.g.*, Angola-Congo, *Lavier et al.* (2001)). Ces marges, formées au Crétacé, connaissent un premier épisode érosif à la limite Éocène-Oligocène, attribué à la mise en place de courants océaniques ou à un changement du niveau marin (*Séranne et al.*, 1992; *McGinnis et al.*, 1993). L'Oligocène est ensuite marqué par une importante subsidence, suivi au Miocène d'un nouvel épisode érosif majeur, qui semble cette fois n'être pas lié à des causes externes, mais bien à un soulèvement tectonique de la marge. Cet épisode est observé à l'est de la marge, alors que l'ouest connaît une subsidence significative. En Angola, le soulèvement débute vers 24 Ma, et son amplitude atteint 500 m au début du Pliocène (Figure 2.8). Au Congo, les enregistrements sédimentaires, moins bien préservés qu'en Angola, ne permettent d'observer le soulèvement qu'à partir de 16 Ma. Toutefois, en corrigeant les données sur l'hypothèse que le soulèvement débute, comme en Angola, à 24 Ma, *Lavier et al.* (2001) obtiennent des histoires très similaires pour les deux marges. Des mouvements verticaux de grande échelle semblent donc avoir affecté les marges ouest-africaines à partir du Miocène. Comme pour les marges nord-atlantiques, la majorité des études proposent que ces mouvements aient été engendrés par un point chaud ('superswell' africain), mais invoquent une composante climatique additionnelle pour expliquer l'amplitude du soulèvement des marges (*e.g.*, *Lavier et al.*, 2001; *Séranne et Anka*, 2005).

Les marges du Brésil (conjuguées des marges ouest-africaines) ont également connu des épisodes de soulèvement, dont là encore, les causes restent débattues (*Gallagher et al.*, 1994; *Magnavita et al.*, 1994; *Cobbold et al.*, 2001). Une des hypothèses proposées est celle d'importants sous-placages magmatiques, mais leur origine reste à établir. De plus, cette hypothèse ne peut s'appliquer à l'ensemble des marges affectées par du soulèvement : elle n'est par exemple pas appropriée aux marges de l'Angola, qui ne montrent pas de traces de magmatisme.

En résumé, des mouvements verticaux d'amplitude significative semblent caractériser les marges dites passives. Le caractère généralisé de ces mouvements suggère qu'une origine locale (point chaud, rebond postglaciaire) est à exclure. Pourtant, peu de mécanismes physiques ont été proposés pour expliquer la dynamique des marges passives. Le récent article de *Leroy et al.* (2008) semble un des seuls à avoir cherché dans cette voie, en envisageant un possible rôle de l'évolution thermique des marges. *Leroy et al.* (2008) proposent que l'épaisseur de la lithosphère continentale, dont la base est définie par l'isotherme 1200°C, évolue après l'ouverture océanique, en raison du réajustement des gradients thermiques produits par le rifting. Des processus de rifting résulteraient une lithosphère continentale fortement amincie à proximité de la transition océan-continent, et avec une possible anomalie de température positive dans l'asthénosphère située sous la lithosphère amincie. *Leroy et al.* (2008) étudient la relaxation de cette configuration en résolvant numériquement l'équation de conduction de la chaleur dépendante du temps et en prenant en compte la production de chaleur dans la partie supérieure de la croûte continentale. Ils envisagent des situations initiales caractérisées par des valeurs différentes du taux d'étirement, de la longueur de la zone étirée et de l'anomalie thermique dans le manteau. En particulier, ils distinguent marges volcaniques et non-volcaniques en définissant comme critère l'amplitude de l'anomalie thermique mantellique sous la lithosphère continentale amincie. Ils prennent une anomalie thermique entre 0 et 100°C pour

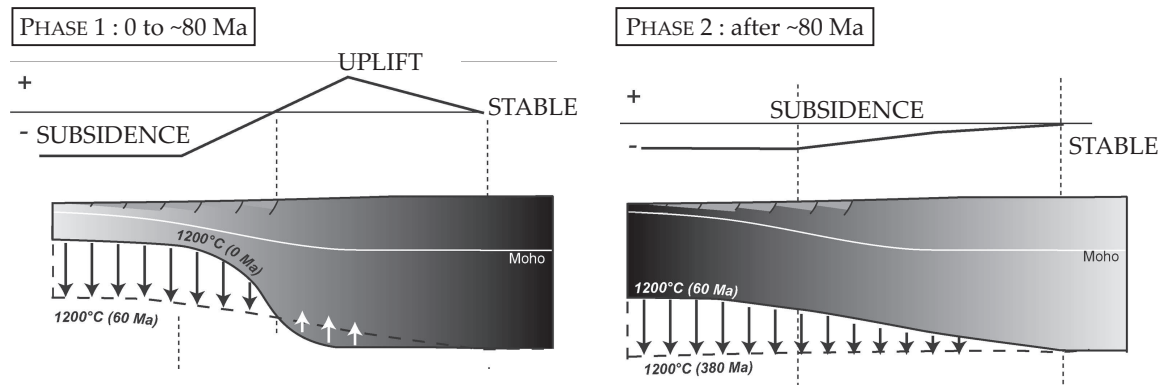


Fig. 2.9: Évolution d'une marge passive liée au réajustement thermique de la lithosphère après la rupture continentale, d'après Leroy et al. (2008). Les graphiques du haut de la figure montrent les mouvements verticaux de la surface du continent. Les schémas du bas illustrent l'évolution de la structure thermique. Le dégradé gris indique la résistance de la lithosphère (blanc : faible, noir : élevée). L'exemple d'une marge volcanique est montré. Pour une marge non-volcanique, les mouvements verticaux sont de moindre amplitude. Dans tous les cas, le modèle n'explique que 10 à 25% du soulèvement moyen observé sur les marges passives.

les marges non-volcaniques, et de 100 à 200°C pour une marge volcanique. L'épaisseur de la lithosphère est déduite des résultats du modèle thermique, et les mouvements verticaux de la marge sont calculés par un simple équilibre isostatique : un épaissement de la lithosphère induit une subsidence de la marge, un amincissement conduit à un soulèvement. Leroy et al. (2008) concluent que l'évolution des marges peut être divisée en deux phases (Figure 2.9). Jusqu'à 80 Ma environ après la rupture continentale, la lithosphère continentale non amincie par le rifting s'amincit donc se soulève, alors que la partie amincie s'épaissit et subside. Après 80 Ma, l'épaississement affecte toute la lithosphère continentale. Marges volcaniques et non-volcaniques suivent la même évolution temporelle, mais l'amplitude des mouvements est près de deux fois plus importante pour les marges volcaniques. Les échelles de temps sont cohérentes avec les observations, mais dans tous les cas l'évolution thermique ne peut contribuer que dans une limite de 10 à 25% à l'amplitude du soulèvement enregistré sur les marges passives. Comme le soulignent Leroy et al. (2008), d'autres mécanismes doivent donc jouer un rôle important, mais reste à trouver lesquels.

Chapitre 3

Approche adoptée

Notre étude a plusieurs objectifs. Nous cherchons un mécanisme d'initiation de la subduction compatible avec les modèles récents de densité de la lithosphère, et ne se heurtant pas aux mêmes difficultés que les mécanismes envisagés jusqu'alors (Chapitre 1). Comme nous l'avons montré, si l'on exclut les scénarios compliqués, liés aux mouvements des plaques, et les hypothèses injustifiées sur les faiblesses de la lithosphère, seules les forces disponibles au niveau des marges passives semblent susceptibles de créer l'enfoncement de la lithosphère dans l'asthénosphère requis pour initier une subduction. Cela est d'autant plus vrai si l'on envisage que la plaque océanique subductante n'est au départ pas plus dense que le manteau sous-jacent. Par ailleurs, nous avons vu que les marges dites passives présentent en fait une dynamique mal comprise, avec des épisodes de soulèvement sur des millions d'années (Chapitre 2). Leur structure est également l'objet de questionnements. Nous essayerons d'apporter des éléments de réponse aux problèmes posés par les marges passives. Enfin, nous chercherons à déterminer si notre travail permet d'expliquer les subductions actuelles, par exemple, les rares zones de plongée de la lithosphère atlantique.

Dans ce Chapitre 3, nous nous arrêtons sur deux points majeurs de notre approche : le choix des marges passives comme lieux préférentiels d'initiation de la subduction, et l'importance accordée à l'élasticité de la lithosphère océanique. Nous décrivons aussi brièvement les méthodes que nous avons adoptées pour notre étude.

3.1 Les marges passives : lieux préférentiels d'initiation de la subduction

3.1.1 Estimation des contraintes horizontales

Une estimation des forces générées par les contrastes de densité à la frontière océan-continent permet de comprendre leur importance. Nous considérons un cadre schématique tel qu'illustré par la Figure 3.1. La partie droite de la figure montre la différence latérale de pression de part et d'autre de la frontière océan-continent, en fonction de la profondeur. Les variables sont définies dans la Table 3.1.

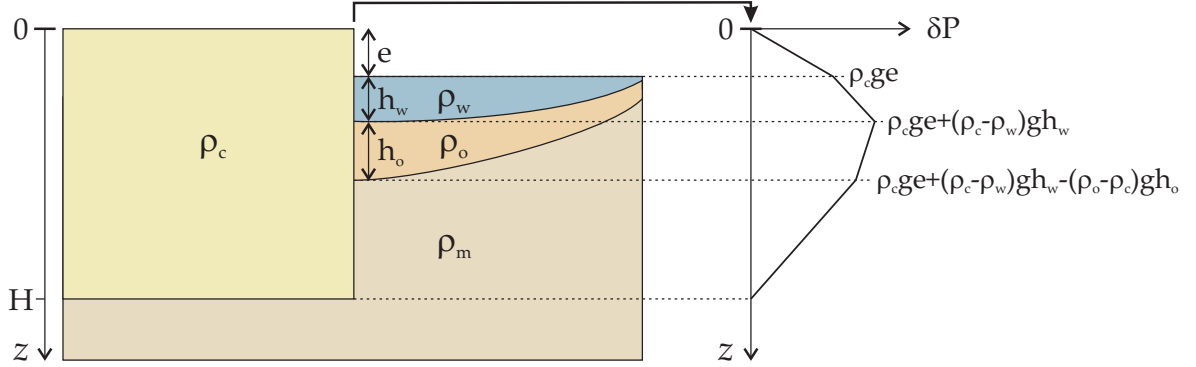


Fig. 3.1: Représentation schématique d'une marge passive, et différence latérale de pression de part et d'autre de la frontière continent-océan, en fonction de la profondeur.

Du côté continental, la pression pour toute profondeur inférieure ou égale à l'épaisseur du continent est simplement donnée par

$$0 < z \leq H \quad P_c(z) = P_{atm} + \rho_c g z.$$

Du côté océanique,

$$\begin{aligned} 0 < z \leq e, & \quad P_o(z) = P_{atm} \\ e < z \leq e + h_w, & \quad P_o(z) = P_{atm} + \rho_w g(z - e) \\ e + h_w < z \leq e + h_w + h_o, & \quad P_o(z) = P_{atm} + \rho_w g h_w + \rho_o g(z - e - h_w) \\ e + h_w + h_o < z \leq H, & \quad P_o(z) = P_{atm} + \rho_w g h_w + \rho_o g h_o + \rho_m g(z - e - h_w - h_o). \end{aligned}$$

Les forces en jeu au niveau des marges passives s'obtiennent en intégrant les pressions exprimées précédemment sur les épaisseurs sur lesquelles elles s'appliquent. Ainsi, la force horizontale liée aux contrastes de densité et élévation aux frontières océan-continent est

$$F_{oc} = \left(\int_0^H \rho_c g z \, dz \right) - \left(\int_e^{h_w+e} \rho_w g(z - e) \, dz + \int_{h_w+e}^H (\rho_w g h_w + \rho_m g(z - h_w - e)) \, dz \right),$$

soit

$$F_{oc} = \frac{1}{2} \rho_c g H^2 - \frac{1}{2} \rho_w g h_w^2 - \rho_w g h_w (H - h_w - e) - \frac{1}{2} \rho_m g (H - h_w - e)^2.$$

Les épaisseurs H , e et h_w sont reliées par l'équilibre hydrostatique,

$$\rho_c g H = \rho_w g h_w + \rho_m g (H - h_w - e).$$

La Table 3.1 donne quelques valeurs de la force F_{oc} , par unité de distance parallèle à la marge : elles sont de l'ordre de 10^{12} N.m^{-1} .

Pour comparaison, calculons la force associée à la poussée à la ride. Une expression de cette force a été proposée par *Jacoby* (1970) ou *Parsons et Richter* (1980). Par exemple, *Parsons et Richter* (1980) montrent que la poussée à la ride peut être exprimée comme la résultante de trois forces horizontales.

Densité du continent, kg.m^{-3}	ρ_c	2900	2700	2900
Densité de l'eau océanique, kg.m^{-3}	ρ_w		1030	
Densité de la plaque océanique, kg.m^{-3}	ρ_o		3300	
Densité du manteau, kg.m^{-3}	ρ_m		3300	
Épaisseur du continent, km	H	30	20	20
Élévation au dessus du niveau marin, m	e	885	885	360
Épaisseur d'eau au niveau de la marge, km	h_w	4	4	3
Épaisseur d'eau au niveau de la dorsale, km	h_{wo}		2	
Épaisseur de la plaque océanique, km	h_o	-	-	-
Force à la frontière océan/continent, N.m^{-1}	F_{oc}	$1.5 \cdot 10^{12}$	$0.9 \cdot 10^{12}$	$0.7 \cdot 10^{12}$
Contrainte maximale, MPa	ΔP_{max}	98.6	89.0	65.3

Tab. 3.1: Définition des variables de la Figure 3.1, valeurs moyennes adoptées dans les calculs, et forces et contraintes résultantes.

F_1 est la force produite par la composante horizontale des contraintes normales agissant sur la base de la lithosphère. La pression sous la lithosphère est partout égale à celle sous la dorsale : elle dépend de la profondeur, mais pas de la distance à la dorsale. F_1 peut donc s'écrire

$$F_1 = \int_0^{h_o(x)} (\rho_w g h_{wo} + \rho_m g z) dz,$$

avec $h_o(x)$, la profondeur de la base de la lithosphère en fonction de la distance à la dorsale.

F_2 , est la force produite par la composante horizontale des contraintes normales agissant sur le dessus de la lithosphère. En raisonnant comme pour le calcul de F_1 , on peut écrire

$$F_2 = \int_0^{h_w(x)} (\rho_w g h_{wo} + \rho_w g z) dz,$$

avec $h_w(x)$, la profondeur du toit de la lithosphère en fonction de la distance à la dorsale.

F_3 résulte des pressions exercées sur une section verticale de la lithosphère :

$$F_3 = \int_{h_w(x)}^{h_o(x)} \left(\rho_w g h_{wo} + \rho_w g h_w(x) + \int_{h_w(x)}^z \rho_o(x, z') g dz' \right) dz.$$

Parsons et Richter (1980) tiennent compte de la variation de densité de lithosphère avec la profondeur et la distance à la dorsale. Ils posent

$$\rho_o(x, z) = \rho_m + \Delta\rho(x, z),$$

où

$$\Delta\rho(x, z) = -\rho_m \alpha (T_m - T(x, z)),$$

avec α , le coefficient d'expansion thermique, T_m , la température du manteau à la base de la lithosphère et $T(x, z)$, la température de la lithosphère en fonction de la distance à la dorsale et de la profondeur.

F_1 est orientée de la dorsale vers la marge, F_2 et F_3 en sens opposé. La résultante est donc

$$F_{RP} = F_1 - F_2 - F_3.$$

Après intégration et simplification des expressions des trois forces, on obtient qu'à une distance x donnée de la dorsale

$$F_{RP} = \frac{1}{2}(\rho_m - \rho_w)g(h_w - h_{wo})^2 + g \int_{h_w}^{h_o} (z - h_w)\Delta\rho(z)dz.$$

Si l'on se réfère à l'estimation numérique de *Parsons et Richter* (1980), F_{RP} est de l'ordre de 10^{12} N.m^{-1} .

Les forces générées par les contrastes aux frontières océan-continent ne sont donc pas négligeables : elles sont du même ordre que celles liées à la poussée à la dorsale. Nous observons sur la Figure 3.1 que le gradient de pression est maximal au niveau du dessus de la plaque océanique (en $e + h_w$). Des exemples de valeurs sont donnés par la Table 3.1 : la croûte continentale est soumise à une contrainte horizontale maximale de l'ordre de 50 à 100 MPa. Cela est supérieur à la résistance en tension des premiers kilomètres de la croûte (e.g., *Brace et Kohlstedt*, 1980). Sous l'effet des gradients latéraux de pression, la croûte continentale va donc s'étendre sur la plaque océanique.

3.1.2 Contraintes cisailantes dans la lithosphère océanique

La croûte continentale constitue alors une charge sur la lithosphère océanique. Nous pouvons calculer la contrainte cisailante s'exerçant sur l'épaisseur de la lithosphère du fait de cette charge continentale. Nous supposons une plaque infiniment rigide, donc non défléchie. La contrainte cisailante moyenne τ s'obtient alors par un simple bilan des forces sur la verticale. En supposant une épaisseur de plaque constante ($h_o = h_p$) ce bilan s'écrit

$$\tau(x + dx)h_p - \tau(x)h_p + q(x)dx = 0$$

avec $q(x)$, la charge verticale par unité de distance horizontale. Nous en déduisons

$$\frac{d\tau}{dx} = -\frac{q(x)}{h_p}.$$

Nous considérons un cadre schématique tel qu'illustré par la Figure 3.2a. Au delà de la zone chargée, la plaque est à l'équilibre, donc $\tau = 0$. La contrainte cisailante est maximale en $x = 0$. Elle compense le poids total de la charge exercée sur la plaque entre $x = 0$ et $x = x_o$, et est donc de même valeur mais en sens opposé (orientée vers le haut). À l'équilibre, la plaque est recouverte d'une couche d'eau (de densité ρ_w). Le poids total de la charge exercée sur la plaque entre $x = 0$ et $x = x_o$ est donc donné par le poids de la croûte continentale moins celui de la couche d'eau qui serait présente à sa place sur cette distance, dans la situation d'équilibre.

Pour établir l'ordre de grandeur de la contrainte cisailante, nous choisissons un profil quelconque pour la croûte continentale. Nous adoptons le profil donné par la solution analytique d'un écoulement visqueux à flux constant, soit

$$H(x) = \frac{4}{3}V_o x_o^{-4/3}(x_o - x)^{1/3},$$

où x_o est la position du front et V_o le volume de fluide. Nous devons intégrer,

$$\begin{aligned} H > h_w, \quad \frac{d\tau}{dx} &= -\frac{1}{h_p}(\rho_1 g H(x) - \rho_w g h_w) \\ H < h_w, \quad \frac{d\tau}{dx} &= -\frac{1}{h_p}(\rho_1 g H(x) - \rho_w g H(x)) \\ H = 0, \quad \frac{d\tau}{dx} &= 0. \end{aligned}$$

L'épaisseur h_w de la couche d'eau est supposée constante. Pour $H = 0$, la plaque est à l'équilibre donc $\tau = 0$. Par conséquent, la condition aux limites pour la deuxième équation est $\tau(x_o) = 0$. Pour intégrer la première équation, nous utilisons la continuité de la contrainte en x_{oc} .

Après calculs, nous obtenons

$$\begin{aligned} H > h_w, \quad \tau(x) &= \frac{1}{h_p} \left[\rho_w g \left(h_w (x - x_{oc}) - V_o \left(\frac{x_o - x_{oc}}{x_o} \right)^{4/3} \right) + \rho_1 g V_o \left(\frac{x_o - x}{x_o} \right)^{4/3} \right] \\ H < h_w, \quad \tau(x) &= (\rho_1 - \rho_w) g \frac{V_o}{h_p} \left(\frac{x_o - x}{x_o} \right)^{4/3} \\ H = 0, \quad \tau(x) &= 0. \end{aligned}$$

x_o , km	15				25				30			
H_o , km	4		5		4		5		4		5	
h_w , km	3.5		4		3.5		4		3.5		4	
h_p , km	10	25	10	25	10	25	10	25	10	25	10	25
τ_o , MPa	75	30	96	38	125	50	160	64	150	60	192	77

Tab. 3.2: Exemple de valeurs de la contrainte cisailante maximale τ_o subie par la plaque océanique du fait de la charge continentale. Cette charge peut générer des contraintes suffisantes pour provoquer un découplage en $x = 0$.

La Figure 3.2b montre τ en fonction de la distance pour le profil continental illustré par la Figure 3.2a. La Table 3.2 donne la valeur maximale τ_o de la contrainte cisailante ($\tau_o = \tau(x = 0)$) pour des épaisseurs et distances d'étalement différentes. Nous considérons des épaisseurs élastiques relativement faibles, car nous traitons ici des phases initiales du chevauchement de la lithosphère océanique par la croûte continentale. Pour les cas présentés dans la Table 3.2, τ_o est compris entre 30 MPa et 200 MPa. Les valeurs les plus fortes correspondent à des lithosphères de faible épaisseur élastique, donc peu âgées. Elles sont inférieures d'un ordre de

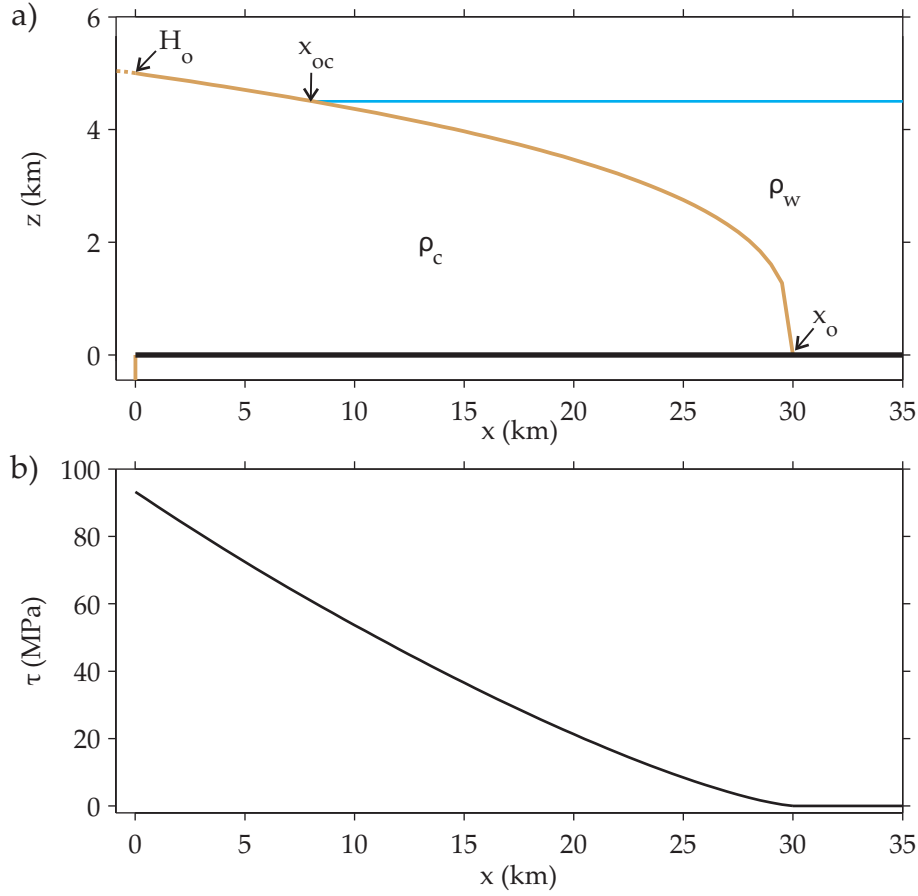


Fig. 3.2: a) Cadre schématique utilisé pour le calcul des contraintes. Le trait noir épais marque le toit de la lithosphère océanique. b) Contrainte cisailante moyenne τ s'appliquant sur l'épaisseur de la plaque océanique.

grandeur à la résistance de la lithosphère estimée en laboratoire, à partir d'expériences de mécanique des roches (e.g., *Goetze et Evans*, 1979). Toutefois, en laboratoire, la résistance est déterminée sur des échantillons de petites tailles, voire à l'échelle minéralogique pour la partie ductile. Cela suggère que les valeurs expérimentales surestiment la résistance à l'échelle de la lithosphère, en particulier au niveau des marges où des failles héritées de l'ouverture océanique sont présentes. La résistance au glissement sur une faille préexistante est de quelques mégapascals seulement, soit un à deux ordres de grandeur inférieure à la contrainte créée par la charge continentale. Ainsi, la propagation de la croûte continentale sur la lithosphère océanique est susceptible de provoquer un découplage au niveau de la marge. Pour que ce découplage se produise, il est nécessaire que l'étalement de la croûte continentale démarre rapidement après l'ouverture océanique. Si l'on suppose que la transition océan-continent est initialement abrupte (comme suggéré par les études sismiques en Mer Rouge - voir Section 2.1), l'étalement continental démarre immédiatement après l'ouverture océanique, et est alors rapide du fait des forts gradients d'élévation. La lithosphère océanique découplée de la croûte continentale va se fléchir librement sous celle-ci, et si la flexure est suffisante, pouvoir entamer

une subduction. Nous étudierons quelles conditions sont requises pour qu'une subduction se développe.

3.2 Élasticité de la plaque océanique

Une des différences majeures entre notre approche et les précédentes études ayant envisagé l'initiation de la subduction aux frontières océan-continent (*Mart et al.*, 2005; *Goren et al.*, 2008) est que nous tenons compte du comportement élastique de la lithosphère océanique.

L'élasticité de la plaque océanique a souvent été négligée, au profit de modèles purement visqueux. Pourtant, nombreuses sont les preuves que la lithosphère océanique a un comportement élastique, en tout cas avant d'avoir plongé dans le manteau. La première et la plus évidente observation de l'élasticité de la lithosphère océanique est l'existence de structures topographiques maintenues sur des millions d'années. Sans résistance élastique, toute topographie serait relaxée sur des échelles de temps plus courtes. Deux grands types d'approches ont permis de caractériser plus précisément la rhéologie de la lithosphère : la modélisation d'observations géophysiques (bathymétrie, gravité, sismique), et des expériences de mécanique des roches.

La première approche repose essentiellement sur la flexure observée sous les monts océaniques et chaînes volcaniques, et au niveau des fosses de subduction. Un grand nombre d'études ont assez tôt montré que le comportement de la lithosphère peut être expliqué par des modèles de plaque mince élastique, bien que la rhéologie exacte de la lithosphère soit plus complexe (e.g., *Caldwell et al.*, 1976; *Watts*, 1978). Dans ces modèles, l'épaisseur de la plaque n'a pas de correspondance réelle : on considère une plaque théorique, purement élastique, dont le comportement est équivalent à celui de la lithosphère. Cette épaisseur permet toutefois de décrire la rigidité flexurale de la lithosphère (*Walcott*, 1970a). Elle est fonction de l'âge de la lithosphère : plus la lithosphère est âgée au moment de son chargement, plus l'épaisseur de la plaque élastique modélisant son comportement est grande (e.g., *Caldwell et Turcotte*, 1979; *Calmant et al.*, 1990; *Watts et Zhong*, 2000).

Pour les monts océaniques et chaînes volcaniques, l'édifice est généralement traité comme une charge reposant sur une plaque élastique infinie (e.g., *Walcott*, 1970b; *Watts et Cochran*, 1974a; *Cazenave et al.*, 1980; *Minshull et Charvis*, 2001). On cherche alors les paramètres permettant de modéliser la morphologie de la lithosphère océanique montrée par la bathymétrie et les études sismiques (fossé bordant l'édifice et bombement au-delà), ainsi que les données gravimétriques. Les monts océaniques ne sont pas compensés localement mais à l'échelle régionale (*Vening Meinesz*, 1941), du fait de la résistance élastique de la lithosphère : les caractéristiques du signal gravimétrique (amplitude et longueur d'onde des anomalies à l'air libre notamment) dépendent donc de la rigidité flexurale.

Pour les fosses de subduction, les modèles classiques considèrent des plaques élastiques semi-infinies dont l'extrémité est soumise à une charge verticale ponctuelle et à un moment fléchissant. Ils expliquent des données de même type que pour les monts océaniques (ba-

thymétrie, sismique, gravimétrie) (e.g., *Hanks*, 1971; *Watts et Talwani*, 1974b; *Caldwell et al.*, 1976; *Levitt et Sandwell*, 1995). La lithosphère océanique fléchit à son entrée en subduction présente notamment une morphologie caractéristique (Figure 3.3), avec un bombement dont les propriétés (longueur d'onde, amplitude) peuvent être directement exprimées comme une fonction des paramètres élastiques.

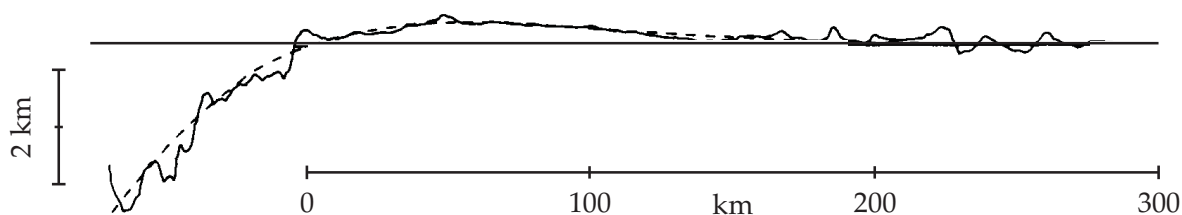


Fig. 3.3: Bombement caractéristique d'une lithosphère océanique entrant en subduction. Le trait plein bruité correspond à un profil réel, établi à partir de données bathymétriques et de sismique-réflexion pour la fosse des Bonins. Les pointillés montrent une modélisation des données obtenue en assimilant le comportement de la lithosphère à celui d'une plaque élastique semi-infinie. Figure adaptée de *Caldwell et al.* (1976).

Certaines études ont montré qu'une déformation purement visqueuse peut produire la même morphologie de flexure que la rhéologie élastique. Ainsi, *De Bremaecker* (1977) obtient des profils comparables à ceux de plaques élastiques en modélisant les fosses de subduction par une charge ponctuelle fixe dans l'espace sur une lithosphère très visqueuse en mouvement. Comme l'admet l'auteur, le problème posé par une rhéologie visqueuse est qu'elle ne permet pas de maintenir des structures sur plusieurs dizaines de millions d'années. Le temps de relaxation de la flexure pour les paramètres du modèle de *De Bremaecker* (1977) est de l'ordre de 0.1 Ma, ce qui n'est pas compatible avec les observations. Par exemple, les édifices les plus anciens de la Chaîne des Empereurs ont 80 Ma et sont pourtant toujours soutenus par la lithosphère. De plus, le bombement de la lithosphère à l'approche de la fosse résulte, dans le modèle de *De Bremaecker* (1977), uniquement de l'avancée de la lithosphère vers la fosse : il dépend donc de la vitesse de convergence entre plaque subductante et plaque sus-jacente, ce qui là non plus n'est pas suggéré par les observations.

L'élasticité de la lithosphère a par ailleurs été mise en évidence par les expériences de mécanique des roches. La première 'enveloppe de résistance' de la lithosphère océanique est proposée par *Goetze et Evans* (1979). Le contraste rhéologique entre la croûte basaltique et le manteau péridotitique est faible : la lithosphère peut être vue comme une seule unité. Elle se comporte de façon élastique jusqu'à un certain seuil de contrainte, qui dépend de la profondeur (Figure 3.4). Pour des contraintes plus fortes, une déformation plastique (irréversible) se produit. À de faibles profondeurs, cette déformation plastique consiste en une facturation avec glissement sur des failles, suivant des lois de type Coulomb-Byerlee. En dessous, elle s'effectue par un fluage ductile, que *Goetze et Evans* (1979) décrivent par une loi de fluage

dont les paramètres sont déterminés expérimentalement pour l'olivine, principal minéral du manteau. La déformation ductile dépend fortement de la température, et est aussi fonction du taux de déformation.

Une plaque fléchie a une partie de son épaisseur en tension, l'autre en compression. Les contraintes s'annulent sur une ligne neutre qui se situe à mi-épaisseur de la plaque pour de faibles déformations (elle en est légèrement décalée si la flexure est importante). Par exemple, la lithosphère océanique fléchie au niveau des fosses de subduction est en tension dans sa partie supérieure et compression dans sa partie inférieure. De part et d'autre de la ligne neutre, jusqu'au seuil critique, les contraintes sont supportées par l'élasticité de la plaque (Figure 3.4). Le comportement de la lithosphère océanique fait donc bien intervenir un 'noyau' élastique. L'épaisseur de ce noyau dépend de la courbure de la plaque. Plus la flexure est importante, plus les contraintes augmentent fortement en s'éloignant de la ligne neutre, et donc plus le seuil de résistance élastique est atteint à des profondeurs proches de celles de la ligne neutre. L'épaisseur du noyau élastique diminue donc lorsque la courbure de la plaque augmente.

En résumé, la rhéologie exacte de la lithosphère océanique est bien sûr plus complexe que celle d'une plaque parfaitement élastique. Divers modèles intégrant les résultats des expériences de mécanique des roches ont été envisagés, qui traitent par exemple la lithosphère

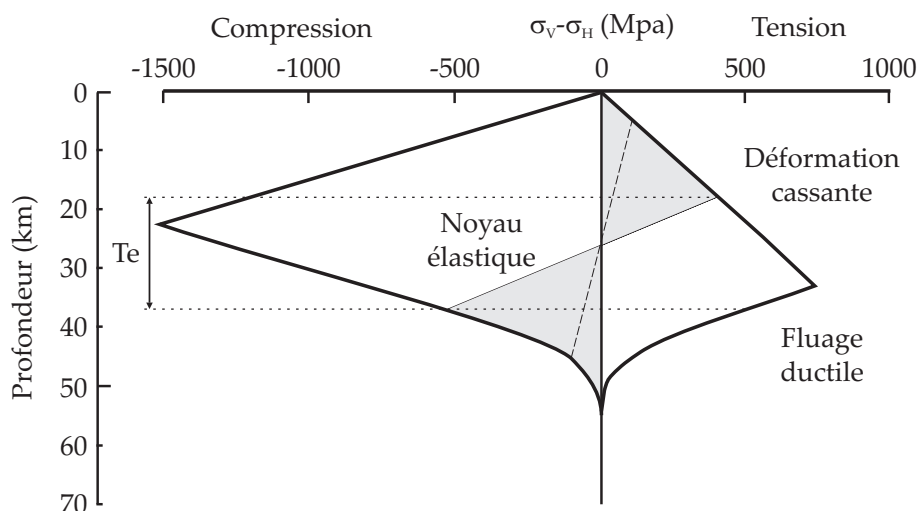


Fig. 3.4: Enveloppe de résistance de la lithosphère océanique, établie par Goetze et Evans (1979) d'après des expériences de mécanique des roches. Le comportement cassant est décrit par une loi de Byerlee, la déformation ductile par une loi de fluage déterminée expérimentalement pour l'olivine. La ligne délimitant la zone grisée montre la distribution de contraintes dans une plaque océanique fléchie à son entrée en subduction. La ligne en tirets illustre un autre exemple, correspondant à une plus faible courbure. La lithosphère océanique est élastique de part et d'autre de la ligne neutre, pour des contraintes inférieures au seuil de résistance.

comme visco-élastique (e.g., *McAdoo et al.*, 1978; *Bodine et al.*, 1981; *Courtney et Beaumont*, 1983; *Watts et Zhong*, 2000). Toutefois, le maintien de structures topographiques sur des dizaines de millions d'années suggère que l'élasticité est bien l'aspect dominant du comportement de la lithosphère océanique. Les modèles de plaques élastiques expliquent d'ailleurs de façon satisfaisante les données géophysiques. Ainsi, au premier ordre, le comportement de la lithosphère océanique peut être approximé par celui d'une plaque élastique. Une fois que la lithosphère aura subducté, immergée dans l'asthénosphère elle va se réchauffer et perdre progressivement son élasticité. Un comportement visqueux sera alors à même de la caractériser (e.g., *Ribe*, 2001). L'absence de prise en compte de la rhéologie élastique dans certains modèles d'initiation de la subduction peut s'expliquer par le fait que l'importance de traiter les différents stades de la subduction avec une rhéologie variable a sans doute été sous-estimée. Une autre explication possible est qu'il est plus difficile de travailler avec une rhéologie élastique que visqueuse, en particulier pour ce qui est des études expérimentales. L'utilisation de matériaux visqueux est classique dans les expériences en laboratoire, alors que rares sont celles réalisées avec des matériaux élastiques.

3.3 Moyens d'étude

Notre travail comporte plusieurs parties. Nous proposons d'abord une série d'expériences en laboratoire, dont nous tirons un certain nombre de conclusions, essentiellement qualitatives. Nous montrons ensuite que les observations expérimentales sont bien expliquées par un modèle théorique. Pour ce modèle, nous récrivons les équations de flexure élastique sans faire l'hypothèse classique de petits déplacements. Nous couplons ces équations avec celles décrivant l'étalement de fluides visqueux, et procédons à une résolution numérique. Le modèle est ensuite adapté au cas de la Terre. Une analyse dimensionnelle nous permet de mettre en évidence les nombres sans dimension qui contrôlent les résultats obtenus (subduction ou non). Nous discutons enfin de diverses implications géologiques de notre modèle.

Chapitre 4

Partie expérimentale

4.1 Matériaux utilisés

4.1.1 Plaque océanique

Pour modéliser la plaque océanique, nous avons cherché un matériau élastique dont les propriétés permettent des déformations observables et mesurables en laboratoire. Ceci impliquait d’avoir une plaque suffisamment souple pour pouvoir être fléchie sans imposer une charge trop importante, et pour que l’évolution de la déflexion en fonction de la charge puisse être évaluée avec précision. La plaque devait toutefois avoir une rigidité suffisante pour que l’extrémité défléchie n’atteigne pas le fond d’une cuve de taille raisonnable dès qu’une légère charge était imposée. Pour répondre à ces critères, nous avons sélectionné des plaques de PVC (Polychlorure de vinyle) d’épaisseurs 300 et 700 μm , d’une longueur de l’ordre de 50 à 60 cm et d’environ 20 cm de large. Les propriétés des plaques de PVC utilisées étaient fournies par le fabricant, mais nous avons remesuré celles dont une connaissance précise était nécessaire à notre étude, à savoir l’épaisseur, la densité et le module d’Young.

L’épaisseur a été mesurée avec un micromètre en différents points des plaques, ce qui nous a également permis de vérifier l’homogénéité de l’épaisseur sur des zones de grandes dimensions. La valeur indiquée de 300 μm s’est avérée exacte. Pour les plaques indiquées à 700 μm , l’épaisseur est en fait légèrement inférieure ($690 \pm 1 \mu\text{m}$).

La détermination de la masse volumique s’est faite en pesant des morceaux de plaque de tailles variables (Figure 4.1). La valeur obtenue est de 1296.1 kg.m^{-3} pour une détermination à partir de plaques de 300 μm uniquement, et 1288.4 kg.m^{-3} pour les plaques de 690 μm . Lorsque l’estimation de la masse volumique est effectuée à partir de morceaux de plaque des deux épaisseurs, la masse volumique obtenue est de 1292.6 kg.m^{-3} .

Pour déterminer le module d’Young du PVC, nous avons mesuré la déflexion en bout de plaque de segments de plaques de longueurs variables soumis uniquement à leur propre poids (Figure 4.2). La mesure s’est faite avec un dispositif laser assurant une précision millimétrique. Nous avons calculé numériquement la valeur théorique de cette déflexion (grâce à un code qui sera présenté par la suite) pour une large gamme de valeurs du module d’Young E , et ainsi déterminé la valeur de E permettant d’expliquer au mieux les données. Nous obtenons

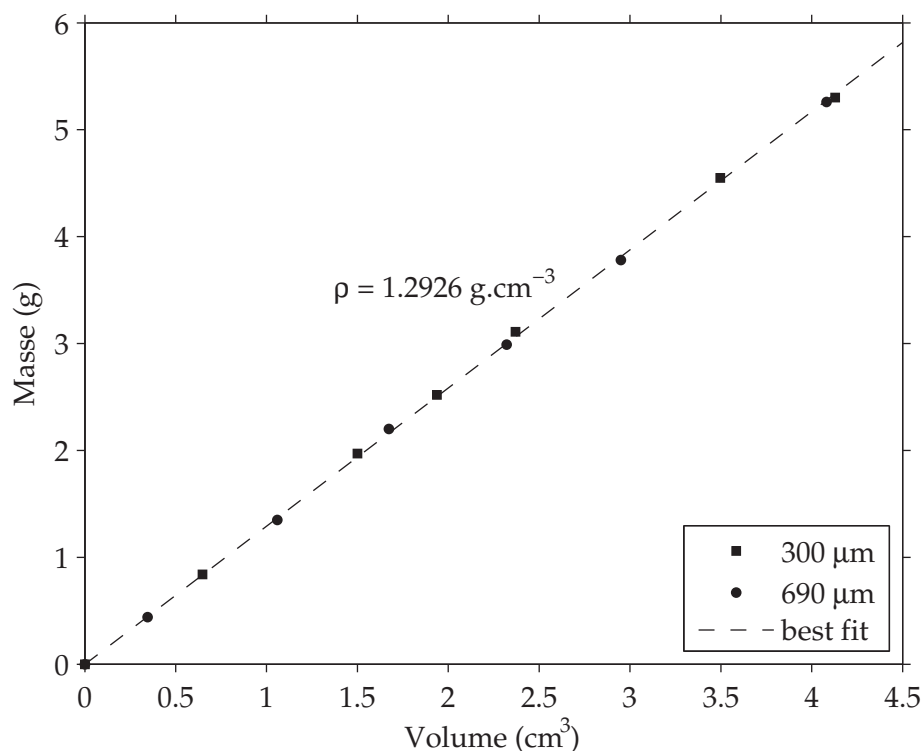


Fig. 4.1: Détermination de la densité des plaques de PVC. La masse de morceaux de plaques de volumes variables a été pesée. La densité est obtenue par une régression linéaire sur les données.

un module d'Young de 1.23 GPa. L'accord entre déflexions mesurées et prédites avec une telle valeur de E est montré par la Figure 4.3. Outre la détermination du module d'Young, cet accord permet la validation de notre modèle numérique (dont les caractéristiques sont détaillées dans la Section 5.1).

4.1.2 Manteau et croûte continentale

Le manteau terrestre et la croûte continentale sont modélisés par des fluides de densité et viscosité variables. Nous avons choisi de travailler avec des solutions de natrosol, dont les viscosités peuvent couvrir une large gamme de valeurs (Annexe A) selon les concentrations de produit utilisées. L'ajout de sel nous a permis de jouer sur les densités, et l'emploi de colorants de distinguer les fluides lors des expériences. Nous avons également procédé à quelques expériences avec des sirops de sucre, qui permettent d'obtenir des solutions de densité plus élevées que les celles réalisées avec uniquement du natrosol et du sel.

La rhéologie du continent n'est pas un facteur déterminant dans notre étude. Le facteur important est le contraste de densité et donc d'élévation par rapport à la plaque océanique. La rhéologie ne jouerait que sur la manière dont s'étale le continent en réponse aux différences de pression. Nous avons fait le choix d'une rhéologie visqueuse pour des raisons pratiques,

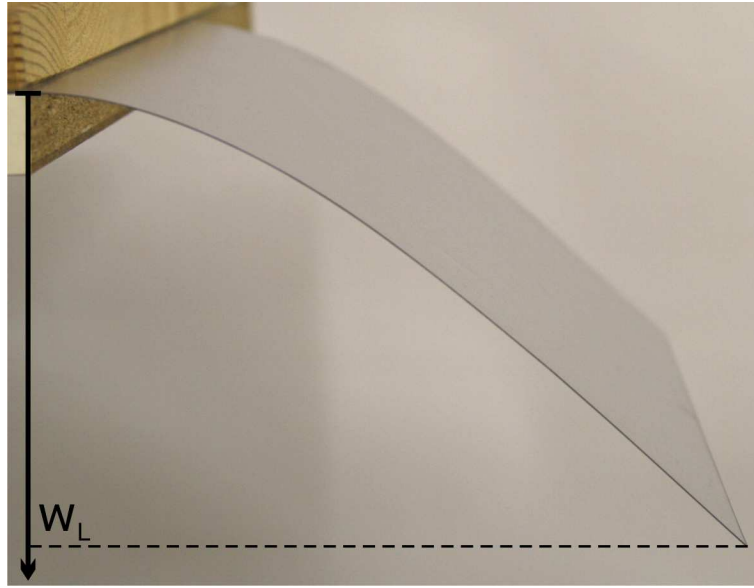


Fig. 4.2: Déflexion d'une plaque en PVC sous son propre poids. w_L est la déflexion en bout de plaque, mesurée pour déterminer la valeur du module d'Young.

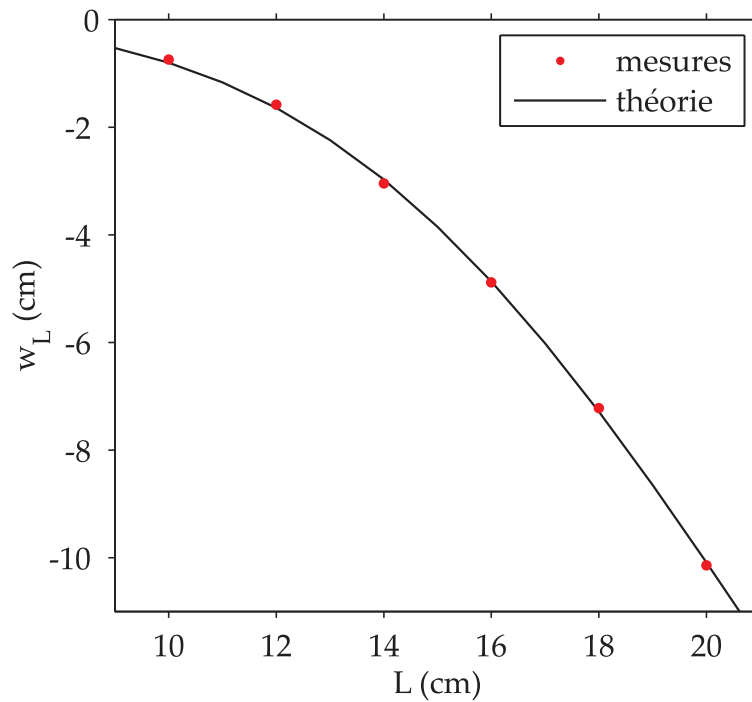


Fig. 4.3: Détermination du module d'Young des plaques en PVC, pour une épaisseur de $300\mu\text{m}$, une densité de 1.29 et un coefficient de Poisson de 0.4. La figure montre la déflexion en bout de plaque pour des longueurs de plaque comprises entre 10 et 20 cm. Les déflexions calculées avec un module d'Young de 1.23 GPa, représentées ici, sont en bon accord avec les déflexions mesurées expérimentalement. L'accord est moins satisfaisant pour les calculs effectués avec un module d'Young différent (non représentés sur cette figure).

mais l'utilisation d'un milieu granulaire aurait également pu être envisagée pour modéliser le continent.

4.2 Dispositif expérimental

Trois types d'expériences ont été réalisés. L'Annexe A résume les propriétés des matériaux utilisés.

Nous avons effectué une série d'expériences avec un volume constant de fluide s'étalant sur la plaque élastique. Ce cas simple permet d'étudier la réponse élastique à la distribution sur une distance croissante d'une charge de volume donné (Annexe A, série I). Nous avons utilisé pour cela une cuve à deux compartiments distincts (Figure 4.4). Un compartiment principal contient le fluide mantellique sur lequel repose la plaque océanique. Le fluide continental se situe dans un compartiment secondaire. En début d'expérience, la séparation entre les deux zones est enlevée, et le fluide continental est poussé dans le compartiment principal.

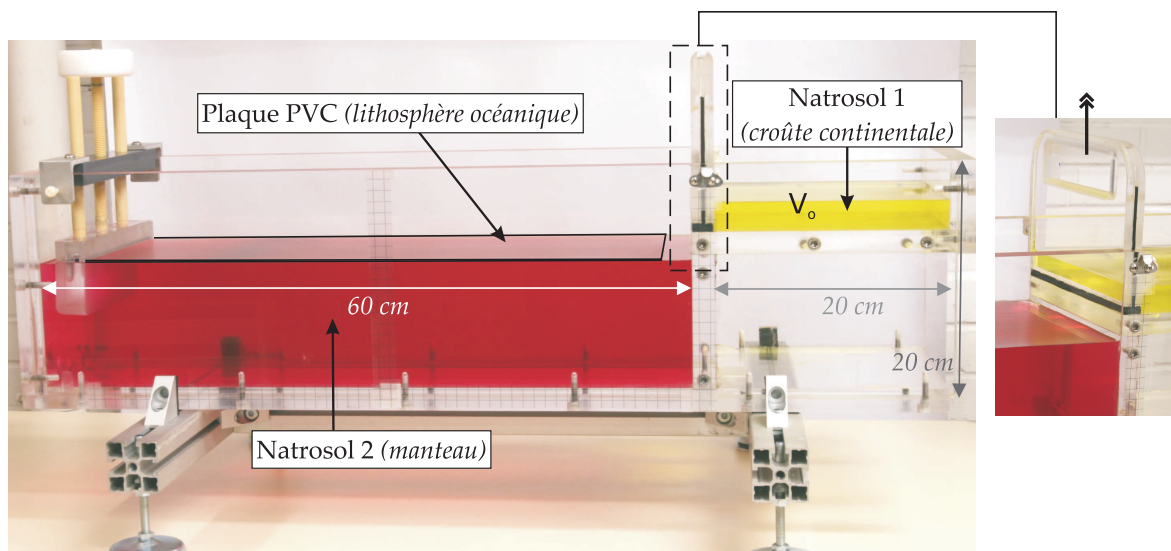


Fig. 4.4: Dispositif utilisé pour les expériences où un volume continental constant s'étale sur la plaque océanique. Les contours de la plaque sont surlignés en noir.

Nous avons par ailleurs considéré une situation plus complexe et plus proche du cas terrestre, avec un 'continent' reposant initialement sur du 'manteau', et se propageant progressivement sur la plaque 'océanique' (Annexe A, série II). Le dispositif expérimental pour ces expériences est constitué d'une cuve à deux compartiments de même profondeur et n'étant pas séparés hermétiquement l'un de l'autre, ce qui permet un ajustement hydrostatique entre les fluides des deux zones (Figure 4.5).

Enfin, nous nous sommes intéressés à l'influence de la stratification du continent, en distinguant croûtes continentales supérieure et inférieure. Le dispositif est alors identique à celui de la série d'expériences précédentes, mais nous modélisons le continent par deux solutions de natrosol de densité et viscosité différentes, avec une couche plus légère et plus visqueuse

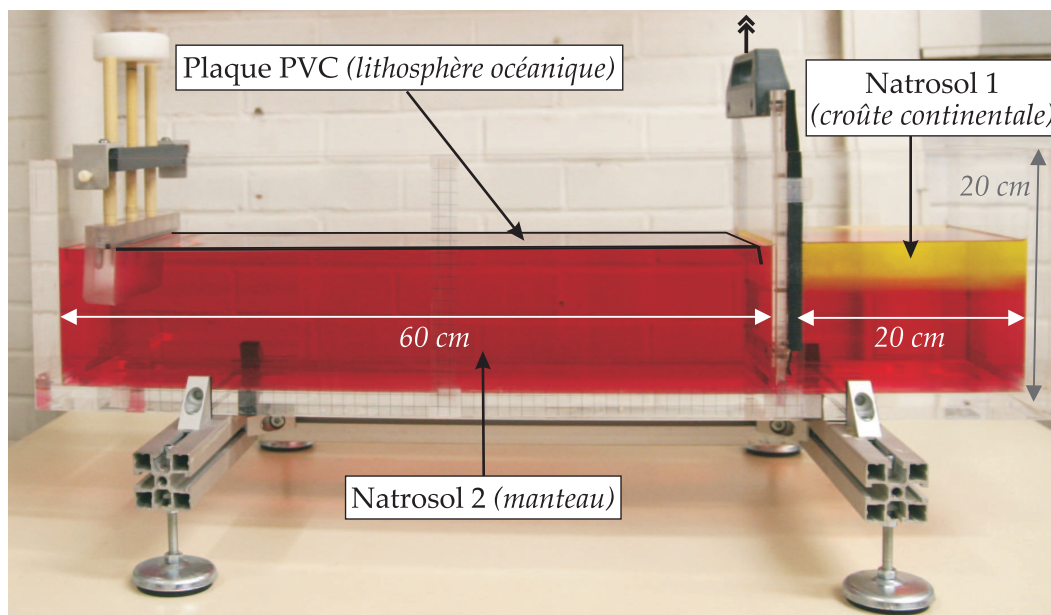


Fig. 4.5: Dispositif utilisé pour les expériences où un volume continental croissant s'étale sur la plaque océanique. La cloison entre les deux compartiments n'est pas hermétique, ce qui permet à l'équilibre hydrostatique de s'établir. Les contours de la plaque sont surlignés en noir.

pour la partie supérieure de la croûte.

Pour chacun de ces cas nous avons procédé à plusieurs expériences, en faisant varier les rapports de viscosité et densité des différents fluides et l'épaisseur de la plaque. L'acquisition de photos à des pas de temps réguliers nous a permis de mesurer l'évolution temporelle de diverses grandeurs (profondeur de l'extrémité plongeante de la plaque élastique, position du bord de la 'marge continentale'...).

4.3 Résultats

4.3.1 Étalement d'un volume constant de matériel 'continental'

Trois phases sont observées lorsqu'un volume donné de fluide continental est poussé sur la plaque océanique et s'étale sur celle-ci. Elles peuvent être nettement distinguées sur un graphique montrant l'évolution temporelle, au cours d'une expérience, de l'étalement du fluide continental, de la profondeur de l'extrémité de la plaque élastique et de l'avancement du fluide mantellique sur la plaque (Figure 4.6). Dans un premier temps, la plaque plonge rapidement sous l'effet de la charge continentale qui se trouve concentrée à son extrémité (Phase A). À mesure que le fluide continental s'étale, la plaque océanique remonte (Phase B) (Figure 4.7). Nous interprétons cette remontée comme une réponse élastique à la répartition sur une distance croissante d'une charge de volume constant. Dans un troisième temps, la plaque océanique se met à être chevauchée par du matériel mantellique, et entame alors une nouvelle

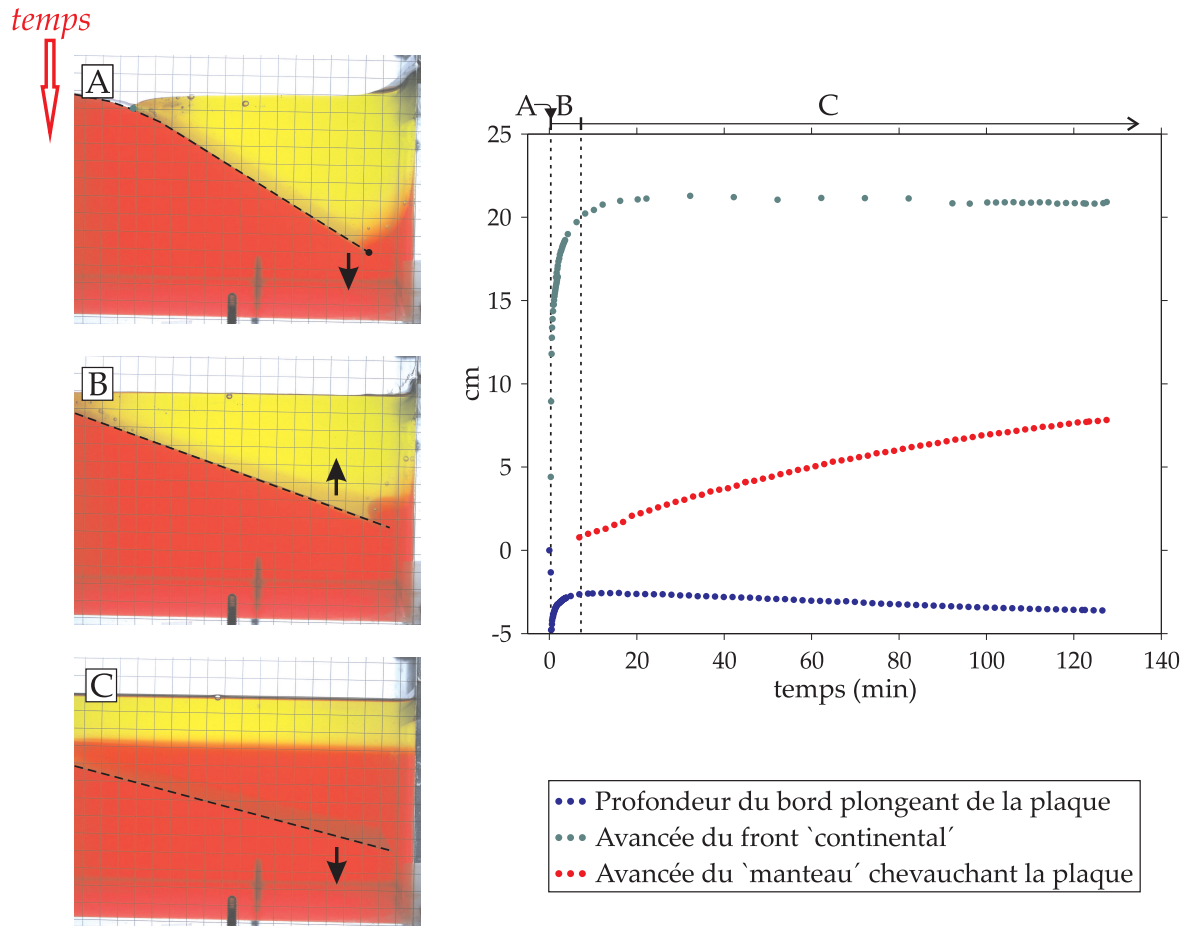


Fig. 4.6: *Étalement d'un volume constant de fluide 'continental' sur la plaque élastique 'océanique'. Sur les photographies, le quadrillage est constitué de carrés de 1 cm de côté. Trois phases sont typiquement observées pendant une expérience : la plaque commence par plonger rapidement, remonte ensuite avant d'entamer une nouvelle plongée.*

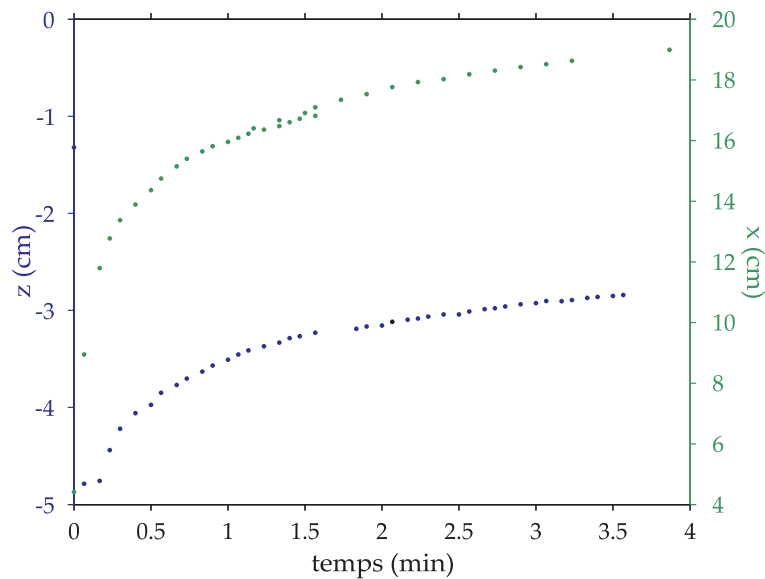


Fig. 4.7: *Zoom sur les phases A et B de la Figure 4.6.*

phase de plongée, plus lente que la première (phase C). Lors de cette dernière phase, la plaque qui est plus dense que le fluide sous-jacent s'enfonce sous l'effet de son propre poids.

Cette série d'expériences nous permet de tirer deux conclusions intéressantes. D'une part, elle illustre l'importance de tenir compte de l'élasticité de la lithosphère océanique. La remontée de la plaque lors de l'étalement en bout de plaque d'une charge de volume constant est une réponse élastique. Nous pouvons envisager que des effets du même type pourraient se produire sur Terre. De tels effets ne sont pas intuitifs, d'où l'importance de procéder à des modélisations du comportement élastique avec des expériences de laboratoire et une approche théorique. D'autre part, dans cette série d'expériences, nous observons que la flexure liée à l'étalement de la charge sur la plaque élastique permet de la faire plonger dans le fluide sous-jacent. Une fois qu'une longueur donnée de plaque est ainsi chevauchée par le fluide sous-jacent, le plongement de la plaque se poursuit spontanément sous l'effet de son propre poids. Un mécanisme comparable peut être envisagé pour l'initiation des subductions sur Terre. Pour se rapprocher des conditions géologiques, nous devons traiter des cas plus complexes, notamment, laisser le fluide continental s'étaler par lui-même, progressivement, sur la plaque océanique.

4.3.2 Propagation spontanée du 'continent' sur la plaque 'océanique'

Dans notre deuxième série d'expériences, le fluide continental repose initialement sur du fluide mantellique (Figure 4.5). L'élévation δ du continent par rapport à la plaque océanique se calcule aisément en écrivant l'équilibre hydrostatique :

$$\delta = \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) H - \left(1 - \frac{\rho_p}{\rho_2}\right) h_p. \quad (4.1)$$

L'épaisseur h_p de notre plaque élastique étant très inférieure à la hauteur de fluide H , le terme lié au poids de la plaque peut être négligé. Par ailleurs, si nous souhaitons que la plaque (de densité 1.3) demeure plus lourde que le fluide sous-jacent, le rapport de densité ρ_2/ρ_1 est nécessairement inférieur à 1.3. L'élévation du continent est donc de l'ordre du dixième de son épaisseur totale dans nos expériences. Elle n'est pas plus importante sur Terre (plutôt même de l'ordre du centième), mais la plaque océanique y a une épaisseur non négligeable. En laboratoire, nous ne pouvons travailler avec une plaque épaisse de PVC, qui serait trop rigide pour être fléchi visiblement à l'échelle d'une expérience en cuve. Le problème auquel nous avons été confronté avec nos plaques minces de PVC a donc été que le fluide continental tendait à s'étaler sous la plaque. Afin d'accroître le rapport δ/H , nous avons procédé à des expériences immergées sous une couche d'eau. Alors, en négligeant le poids de la plaque,

$$\delta = \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 - \rho_e}\right) H, \quad (4.2)$$

ce qui conduit typiquement à des rapports légèrement inférieurs à 1. Effectuer des expériences immergées pose cependant d'autres difficultés, notamment en raison d'effets de tension de surface qui conduisent l'eau à se propager entre la plaque élastique et le fluide sous-jacent.

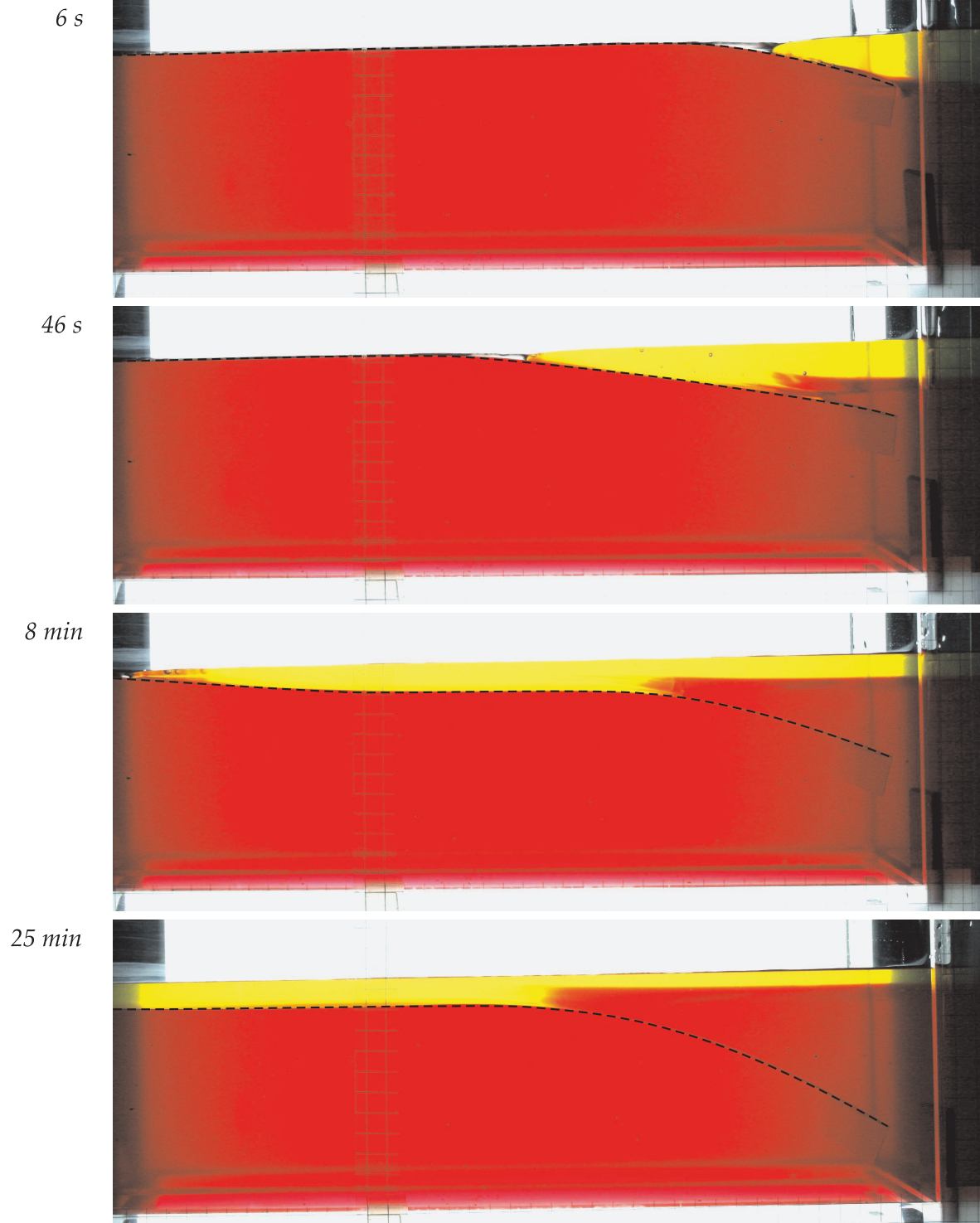
temps

Fig. 4.8: Étalement d'un volume croissant de fluide 'continental' sur la plaque élastique 'océanique'. Les propriétés des fluides sont $\rho_1 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_2 = 1180 \text{ kg.m}^{-3}$, $\eta_1 = 5.23 \text{ Pa.s}$, $\eta_2 = 3.98 \text{ Pa.s}$. La plaque élastique a une épaisseur de $300 \mu\text{m}$. Les bandes quadrillées sont constituées de carrés de 1 cm de côté.

Nous avons finalement opté pour une autre solution, consistant à effectuer des expériences à l'air libre, mais en créant un petit rebord sur le côté de la plaque océanique situé face au fluide continental.

Les figures 4.8 et 4.9 montrent les résultats obtenus. Dans les expériences avec étalement d'un volume constant de fluide 'continental' décrites dans la Section 4.3.1, nous observons trois phases successives : une plongée rapide de la plaque au temps initial, puis une légère remontée suivie d'une lente phase de subduction. Ici, l'étalement d'un volume croissant de continent sur la plaque élastique conduit à une phase unique de plongée progressive de la plaque. Cette dernière commence par se fléchir sous le poids de la charge continentale. Lorsque l'extrémité plongeante de la plaque se situe en dessous de l'interface entre fluides continental et mantellique, une certaine partie de plaque se retrouve immergée dans du manteau. La plaque plonge alors sous son propre poids, comme lors de la phase C de la série d'expériences réalisées à volume constant. Nous remarquons par ailleurs que le profil de plaque évolue au cours du temps. Ceci est surtout marqué en début d'expérience, lorsque la flexure de la plaque est contrôlée par l'avancée du continent.

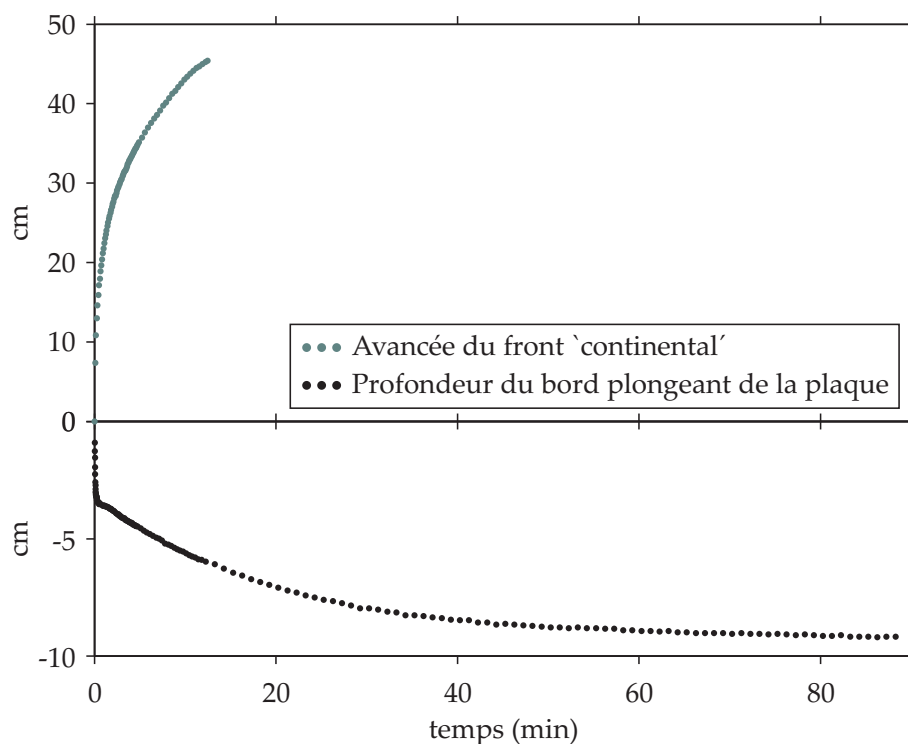


Fig. 4.9: Évolution temporelle de la position du front de la marge continentale et de la profondeur du bord de la plaque océanique. Les propriétés des fluides et de la plaque sont les mêmes que pour la Figure 4.8. Nous observons que la plaque plonge de façon continue.

4.3.3 Expériences à croûte continentale stratifiée

La seule différence entre ces expériences et celles que nous venons de décrire (Section 4.3.2) est que la croûte continentale est constituée de deux couches : une couche très visqueuse

pour la croûte supérieure, en équilibre hydrostatique sur une couche légèrement plus dense et moins visqueuse représentant la croûte inférieure. La Figure 4.10 montre quatre photographies prises à différents instants d’une expérience à croûte stratifiée. Le comportement de la plaque élastique en réponse au chevauchement par le continent est le même que celui obtenu avec un continent homogène. Une observation intéressante est que l’extension du continent conduit sa partie supérieure à chevaucher directement la plaque océanique, sans croûte inférieure entre les deux. Nous commenterons plus en détail cette observations par la suite (Section 7.1.1), en la mettant en relation avec des observations géologiques.

4.3.4 Bilan

Les expériences en laboratoire nous ont permis de mettre en évidence deux comportements distincts d’une plaque élastique soumise à la propagation d’une charge sur une distance croissante. Lorsque le volume de cette charge reste constant, l’évolution se fait en trois temps, avec une plongée rapide de la plaque, une phase de remontée, et finalement une lente subduction dès qu’une portion suffisante de la plaque se retrouve immergée dans du fluide ‘mantellique’. Pour une charge de volume croissant, une unique phase de plongée est observée. Nos expériences ont été réalisées dans une gamme de paramètres limitée, en particulier pour les propriétés de la plaque élastique, du fait de la difficulté de trouver des matériaux adaptés. Nous étudierons donc par le calcul si d’autres réponses élastiques sont envisageables, dans des conditions différentes.

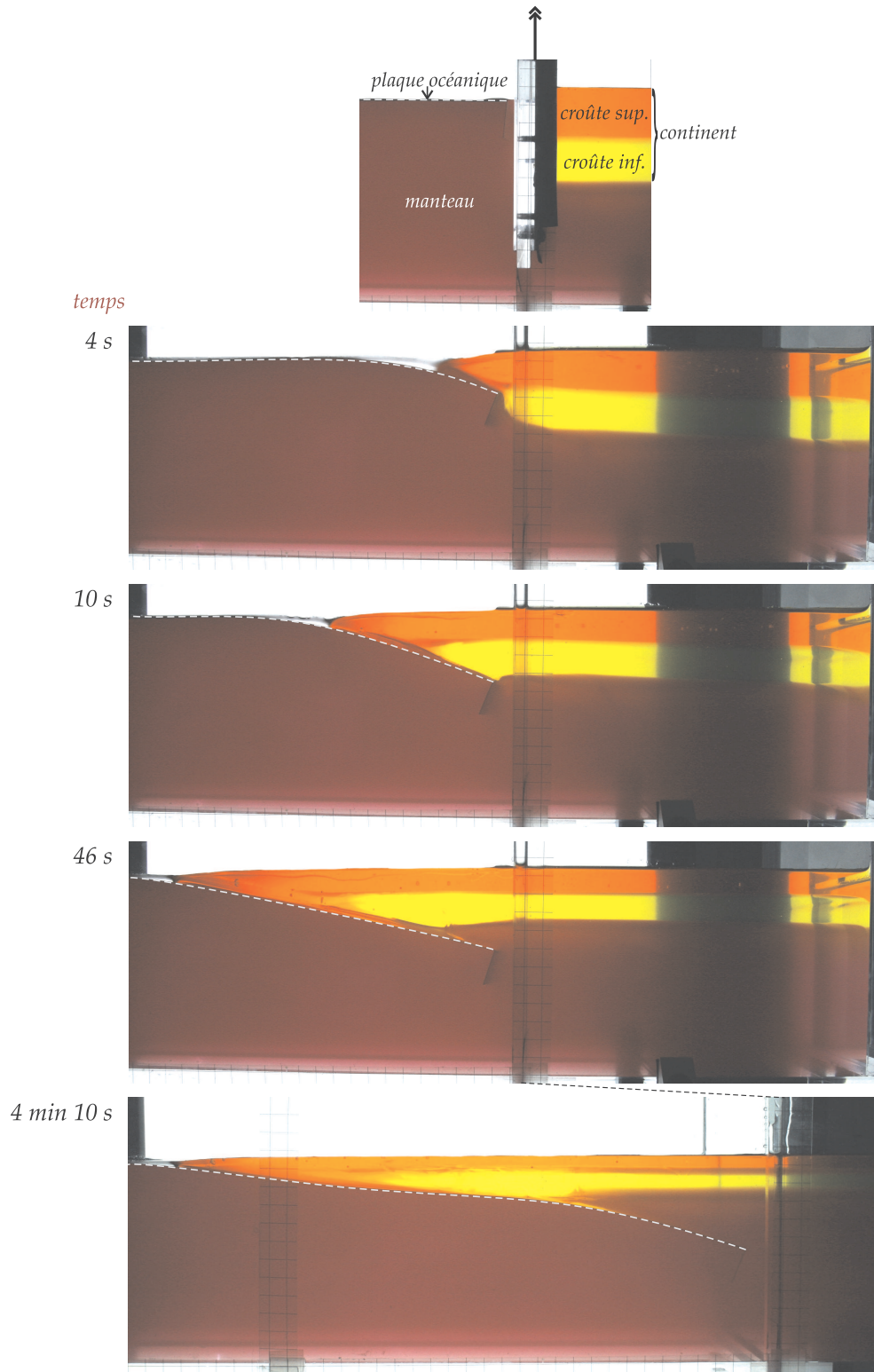


Fig. 4.10: *Expérience effectuée avec deux couches pour le ‘continent’. Les propriétés des fluides sont $\rho_{1u} = 1010 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_{1l} = 1090 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_2 = 1200 \text{ kg.m}^{-3}$, $\eta_{1u} = 11.16 \text{ Pa.s}$, $\eta_{1l} = 1.67 \text{ Pa.s}$, $\eta_2 = 3.66 \text{ Pa.s}$. La plaque élastique a une épaisseur de $300 \mu\text{m}$. La première image montre la situation initiale, avant l’ouverture de la porte. Les photographies suivantes sont prises au cours de l’expérience. Les bandes quadrillées sont constituées de carrés de 1 cm de côté.*

Chapitre 5

Approche théorique

La modélisation des phénomènes observés lors de nos expériences et envisagés pour l'initiation de la subduction sur Terre a impliqué plusieurs étapes. Nous nous sommes d'abord intéressés aux déformations de la plaque élastique. Les modèles de flexure élastique classiquement utilisés reposent sur l'hypothèse de petits déplacements. Or la comparaison de la déflexion de plaques sous l'effet de leur propre poids mesurée expérimentalement avec celle prédite par ces modèles montre qu'une telle hypothèse n'est pas acceptable pour notre étude. Nous avons donc développé un modèle de déformation élastique plus complexe, ne faisant pas l'hypothèse de petits déplacements. Notre modèle n'admettant pas de solution analytique simple, nous avons eu recours à un traitement numérique. Par ailleurs, notre problème implique la modélisation de l'étalement de fluides visqueux. Cet aspect a aussi été étudié numériquement : nous avons commencé par traiter le cas d'un fluide s'étalant sur un plan, ce qui nous a permis de comparer les résultats obtenus avec des lois d'échelle simples. Nous avons alors pu coupler modèles de déformation élastique et d'étalement de fluide afin de reproduire nos expériences et de traiter de cas géologiques.

5.1 Flexure d'une plaque élastique

5.1.1 Hypothèse de petits déplacements

Les équations décrivant la déformation d'une plaque mince élastique sont dérivées du bilan des forces et moments s'appliquant sur un élément de plaque. Le modèle classiquement utilisé repose sur l'hypothèse que les déplacements horizontaux sont petits. La déflexion verticale $w(x)$ de la plaque est alors décrite par une équation différentielle du quatrième ordre (e.g., *Turcotte et Schubert*, 1982)

$$\frac{d^2}{dx^2} \left(D \frac{d^2 w}{dx^2} \right) + F \frac{d^2 w}{dx^2} - q(x) = 0, \quad (5.1)$$

avec D , la rigidité flexurale,

$$D = \frac{Eh_p^3}{12(1 - \nu^2)} \quad (5.2)$$

où h_p est l'épaisseur de la plaque, E son module d'Young et ν son coefficient de Poisson. F est une force horizontale appliquée à la plaque (par unité de longueur suivant la verticale), $q(x)$ est une charge appliquée verticalement, vers le bas, par unité de surface.

Pour tester la validité de cette équation, nous considérons une plaque soumise uniquement à son propre poids (voir photographie de la Figure 4.2). Alors, $F = 0$, et $q(x) = -\rho g h_p$, avec ρ , la densité de la plaque. Pour une plaque d'épaisseur et propriétés élastiques homogènes fléchie sous son propre poids, la déflexion w vérifie donc

$$D \frac{d^4 w}{dx^4} = -\rho g h_p. \quad (5.3)$$

L'une des extrémités de la plaque est fixée (pas de déplacement $-w$ - ni flexure $-dw/dx$ - en $x = 0$), l'autre est laissée libre (pas de moment $-en d^2 w/dx^2$ -, ni contrainte $-en d^3 w/dx^3$ - en $x = L$). Les conditions aux limites sont donc

$$w(0) = 0, \quad \left. \frac{dw}{dx} \right|_0 = 0, \quad \left. \frac{d^2 w}{dx^2} \right|_L = 0, \quad \left. \frac{d^3 w}{dx^3} \right|_L = 0.$$

Le fait que les conditions aux limites qui s'appliquent au bout de la plaque laissé libre soient écrites en $x = L$ résulte de l'hypothèse de déplacements horizontaux négligeables.

La Figure 5.1 montre un profil de plaque obtenu en résolvant l'Équation 5.3, pour des paramètres typiques des plaques utilisées dans nos expériences. L'hypothèse de petits déplacements implique que nous calculions w pour des valeurs de x comprises entre 0 et L (avec ici $L = 20$ cm). En conséquence, elle ne permet pas de modéliser l'ouverture d'un espace en bout de plaque créé par la flexure. De plus, nous observons clairement sur la Figure 5.1 que cette hypothèse conduit à un allongement de la plaque non réaliste. Enfin, la comparaison avec des données expérimentales montre que les angles de déflexion sont largement surestimés. L'hypothèse de petits déplacements n'est donc pas acceptable.

5.1.2 Détermination d'un modèle plus réaliste

Nous considérons un élément de plaque de longueur ds , soumis à son propre poids. La Figure 5.2 définit les variables qui seront utilisées dans cette section. La contrainte orientée suivant le vecteur tangentiel à la plaque \vec{t} est décomposée en une composante p , valeur moyenne constante sur l'épaisseur de la plaque, et une composante σ_{tt} qui est nulle à mi-épaisseur et augmente linéairement (en valeur absolue) lorsque l'on s'éloigne du milieu de la plaque. Nous supposons que la ligne neutre (définie par $\sigma_{tt} = 0$) se situe à mi-épaisseur, ce qui reste vrai au premier ordre pour des déformations limitées. La contrainte orientée suivant le vecteur normal \vec{n} et appliquée sur l'épaisseur entre $-a$ et $+a$ est notée σ_{tn} .

Bilan des forces Le bilan des forces s'exerçant sur un élément infinitésimal d'une plaque de demi-épaisseur a s'écrit

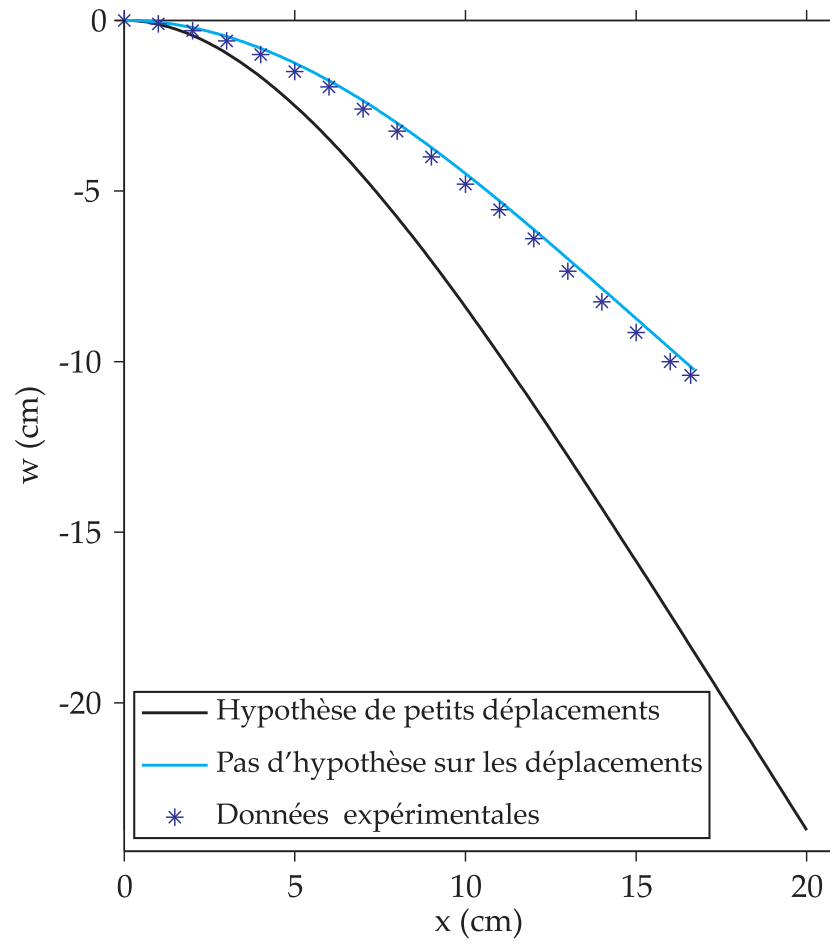


Fig. 5.1: Profils d'une plaque élastique fléchie sous son propre poids. Les propriétés de la plaque sont $L = 20 \text{ cm}$, $h_p = 300 \mu\text{m}$, $\rho = 1296 \text{ kg.m}^{-3}$, $E = 1.2 \text{ GPa}$, $\nu = 0.4$. La solution obtenue dans l'hypothèse de petits déplacements surestime les angles de déflexion et ne conserve pas la longueur de la plaque.

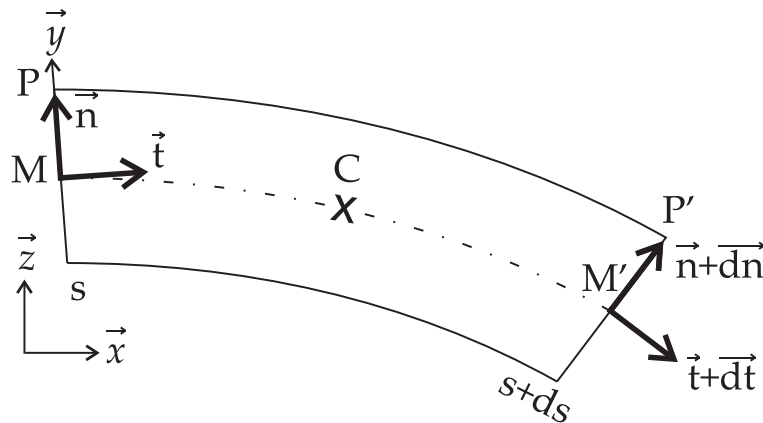


Fig. 5.2: Principales variables utilisées dans les équations de la Section 5.1.2.

$$\begin{aligned} \int_{-a}^{+a} (p + \sigma_{tt})|_s dy \vec{t} - \int_{-a}^{+a} (p + \sigma_{tt})|_{s+ds} dy (\vec{t} + d\vec{t}) \\ + \int_{-a}^{+a} \sigma_{tn}|_s dy \vec{n} - \int_{-a}^{+a} \sigma_{tn}|_{s+ds} dy (\vec{n} + d\vec{n}) - \rho g h ds \vec{z} = \vec{0}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Le vecteur \vec{z} est suivant la verticale. L'axe des y est suivant la normale \vec{n} à la plaque, avec une origine à mi-épaisseur de la plaque. σ_{tt} étant proportionnelle à y , son intégrale entre $-a$ et $+a$ est nulle. L'Équation 5.4 donne donc, après intégration,

$$2a p|_s \vec{t} - 2a p|_{s+ds} (\vec{t} + d\vec{t}) + 2a \tau|_s \vec{n} - 2a \tau|_{s+ds} (\vec{n} + d\vec{n}) - \rho g h ds \vec{z} = \vec{0}, \quad (5.5)$$

où τ est la valeur moyenne sur l'épaisseur de la plaque de la contrainte cisailante σ_{tn} :

$$\tau = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a \sigma_{tn} dy.$$

La projection de l'Équation 5.5 sur le vecteur \vec{t} donne

$$-\frac{dp}{ds} + \tau \frac{\epsilon}{R} - \rho g \frac{dw}{ds} = 0, \quad (5.6)$$

et sur le vecteur \vec{n} ,

$$p \frac{\epsilon}{R} - \frac{d\tau}{ds} + \rho g \frac{dx}{ds} = 0, \quad (5.7)$$

avec $\frac{\epsilon}{R}$, la courbure de la plaque, R étant le rayon de courbure, et ϵ un signe positif ou négatif selon la courbure. $\frac{\epsilon}{R}$ est définie par

$$\frac{\epsilon}{R} = \frac{d\vec{t}}{ds} \cdot \vec{n} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\epsilon}{R} = -\frac{d\vec{n}}{ds} \cdot \vec{t},$$

et s'écrit aussi en fonction de l'angle de déflexion α

$$\frac{\epsilon}{R} = \frac{d\alpha}{ds}.$$

Les termes $\frac{dw}{ds}$ et $\frac{dx}{ds}$ peuvent également s'écrire en fonction de α :

$$\frac{dw}{ds} = \sin \alpha \quad \text{et} \quad \frac{dx}{ds} = \cos \alpha.$$

Bilan des moments Le bilan des moments par rapport au point M donne

$$[M(s+ds) - M(s)] \vec{k} - 2a\tau_{s+ds} ds \vec{k} - \rho g h_p \frac{ds^2}{2} \vec{t} \wedge \vec{z} - p h_p \frac{\epsilon}{R} ds^2 \vec{k} = \vec{0},$$

avec $\vec{k} = \vec{t} \wedge \vec{n}$, et M défini par

$$M = \int_{-a}^a \sigma_{tt} y dy. \quad (5.8)$$

Après simplification des termes du deuxième ordre, nous obtenons

$$\frac{dM}{ds} = h_p \tau. \quad (5.9)$$

La contrainte σ_{tt} s'écrit en fonction de la déformation ε_{tt} et des paramètres de Lamé λ et μ :

$$\sigma_{tt} = -(\lambda + 2\mu)\varepsilon_{tt}.$$

Par la suite, nous poserons $A = \lambda + 2\mu$. La déformation ε_{tt} peut être calculée :

$$\varepsilon_{tt} = \frac{PP' - ds}{ds} = \frac{|ds - y d\alpha| - ds}{ds} \approx -y \frac{d\alpha}{ds}.$$

L'intégration de l'Équation 5.8 conduit finalement à

$$M = \frac{1}{12} A h_p^3 \frac{d\alpha}{ds}. \quad (5.10)$$

Nous en déduisons le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \frac{dp}{ds} = \tau \frac{d\alpha}{ds} - \rho g \sin \alpha \\ \frac{d\tau}{ds} = -p \frac{d\alpha}{ds} - \rho g \cos \alpha \\ \frac{d^2\alpha}{ds^2} = \frac{12}{h_p^2} \frac{\tau}{A} \end{cases} \quad (5.11)$$

Avant de résoudre ce système, nous l'adimensionnons en prenant pour échelle de longueur la longueur L de la plaque, et pour échelle de contrainte $\rho g h_p$. Alors, le système devient

$$\begin{cases} \frac{dp^*}{ds^*} = \tau^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \frac{L}{h_p} \sin \alpha \\ \frac{d\tau^*}{ds^*} = -p^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \frac{L}{h_p} \cos \alpha \\ \frac{d^2\alpha}{ds^{*2}} = 12 \frac{\rho g h_p}{A} \left(\frac{L}{h_p} \right)^2 \tau^* \end{cases} \quad (5.12)$$

Les deux premières équations peuvent être combinées en soustrayant la première multipliée par $\cos \alpha$ à la seconde multipliée par $\sin \alpha$. En prenant en compte le fait qu'au bout libre de la plaque, les contraintes p et τ sont toutes deux nulles, nous en déduisons

$$p = \tau \tan \alpha.$$

Nous pouvons alors utiliser cette expression avec les première et troisième équations du système pour écrire une équation différentielle du troisième ordre en α :

$$\frac{d^3\alpha}{ds^{*3}} = -\frac{1}{B} \frac{L}{h_p} \cos \alpha - \tan \alpha \frac{d^2\alpha}{ds^{*2}} \frac{d\alpha}{ds^*}, \quad (5.13)$$

avec

$$\frac{1}{B} = 12 \frac{\rho g h_p}{A} \left(\frac{L}{h_p} \right)^2.$$

Ou bien, une autre combinaison des deux premières équations du système permet d'obtenir une expression de τ . Nous trouvons

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \tau^* & = & -\frac{L}{h_p} \cos \alpha (s^* - 1) \\ p^* & = & -\frac{L}{h_p} \sin \alpha (s^* - 1) \\ \frac{d^2 \alpha}{ds^{*2}} & = & -\frac{1}{B} \frac{L}{h_p} \cos \alpha (s^* - 1). \end{array} \right. \quad (5.14)$$

L'équation sur α est résolue avec pour conditions aux limites un angle nul en $s = 0$ (car la plaque est tenue à son origine), et un moment nul (donc $d\alpha/ds = 0$ - voir Équation 5.10) en $s^* = 1$, puisqu'aucun moment n'est appliqué au bout de la plaque laissé libre.

Un exemple de profil de plaque ainsi calculé est montré par la Figure 5.1. Notre solution est clairement plus satisfaisante que celle obtenue en faisant l'hypothèse de petits déplacements. La longueur de la plaque est conservée. Une conséquence qui en découle est que nous modélisons l'ouverture d'un espace en bout de plaque, lié à la flexure : l'extrémité de la plaque, initialement en $x = L$, se retrouve à une distance $x < L$ lorsque la plaque est fléchie. Nous pouvons envisager que cela ait des conséquences pour les cas géologiques, la flexure de la lithosphère océanique libérant une zone où le continent va pouvoir s'étaler. Les angles de déflexion mesurés expérimentalement sont bien expliqués par notre modèle, alors qu'ils sont fortement surestimés lorsque l'hypothèse de petits déplacements est faite. Un autre argument en faveur de notre modèle peut être dérivé de mesures expérimentales. La Figure 4.3 montre que la déflexion en $s = L$, pour des plaques de longueurs différentes, est bien reproduite par nos calculs. Ce n'est pas le cas avec la théorie reposant sur l'hypothèse de petits déplacements : pour modéliser les déflexions mesurées avec cette théorie, il faut faire varier le module d'Young, ce qui n'est physiquement pas acceptable.

5.2 Étalement d'un fluide visqueux

5.2.1 Équations du problème

Nous considérons un fluide de densité ρ_1 et viscosité η_1 , et de volume constant, s'étalant unidirectionnellement sur une surface rigide horizontale (Figure 5.3).

Les équations de Navier-Stokes s'écrivent

$$\left\{ \begin{array}{lcl} -\frac{\partial P}{\partial x} + \eta_1 \nabla^2 u & = & 0 \\ -\frac{\partial P}{\partial z} + \eta_1 \nabla^2 v - \rho_1 g & = & 0, \end{array} \right. \quad (5.15)$$

avec P , la pression au sein du fluide, et u et v les composantes horizontale et verticale du champ de vitesse.

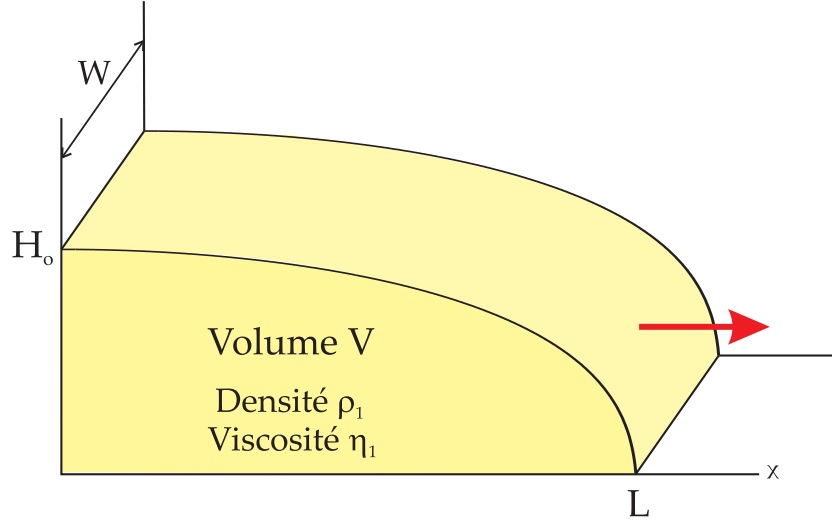


Fig. 5.3: Schéma d'un volume constant de fluide visqueux s'étalant unidirectionnellement sur une surface rigide horizontale.

Nous supposons que la couche de fluide s'étalant est mince, c'est-à-dire que sa dimension verticale est négligeable devant sa dimension horizontale (hypothèse de lubrification). Dans ce cas, la composante verticale de la vitesse peut être négligée ($v \ll u$), et le laplacien se résume à la dérivée verticale. Les équations de Navier-Stokes deviennent alors

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial x} = \eta_1 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \frac{\partial P}{\partial z} = -\rho_1 g. \end{cases} \quad (5.16)$$

Au niveau de la surface libre du fluide, P est égale à la pression atmosphérique P_0 (elle ne dépend pas de x). L'intégration de $\frac{\partial P}{\partial z}$ entre une profondeur z quelconque et la surface ($h(x, t)$) donne donc

$$P(x, z, t) = P_0 + \rho_1 g(h(x, t) - z). \quad (5.17)$$

Cette expression peut être dérivée par rapport à x , et réinjectée dans la première équation du système 5.16. Nous trouvons

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\rho_1 g}{\eta_1} \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (5.18)$$

Nous intégrons l'Équation 5.18 une première fois entre z et $h(x, t)$, en prenant en compte le fait qu'il n'y a pas de cisaillement au niveau de la surface libre ($\partial u / \partial z = 0$ en $z = h(x, t)$). Une seconde intégration entre la surface rigide ($z = 0$), où la vitesse u s'annule, et une profondeur z quelconque nous conduit à

$$u(x, z, t) = \frac{\rho_1 g}{\eta_1} \frac{\partial h}{\partial x} \frac{z}{2} (z - 2h). \quad (5.19)$$

Nous pouvons alors calculer le flux Φ (par unité de largeur), défini par

$$\Phi(x) = \int_0^h \rho_1 u \, dz,$$

ce qui donne

$$\Phi(x) = -\frac{\rho_1^2 g}{3\eta_1} h^3 \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Soit une masse m de fluide contenue entre des positions x et $x + dx$, la variation de cette masse dans le temps est liée à la différence entre le flux entrant en x et celui sortant en $x + dx$:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} dx,$$

avec $m = \rho_1 h dx$. Nous en déduisons

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\rho_1 g}{3\eta_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial h}{\partial x} \right). \quad (5.20)$$

Cette équation est mise sans dimension en prenant pour échelle de longueur une distance L , par exemple celle sur laquelle est initialement étalé le fluide. Il en découle l'échelle de temps

$$[t] = \frac{3\eta_1}{\rho_1 g L}.$$

L'Équation 5.20 se réduit alors à

$$\frac{\partial h^*}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial x^*} \left(h^{*3} \frac{\partial h^*}{\partial x^*} \right), \quad (5.21)$$

où les astérisques indiquent que les variables sont adimensionnées.

5.2.2 Méthode numérique

Nous résolvons numériquement cette équation aux dérivées partielles. Une description détaillée de la méthode numérique est donnée dans l'Annexe B. La position du front est calculée en imposant la conservation du volume de fluide s'étalant. Une méthode numérique explicite a d'abord été testée, mais s'est révélée trop instable. Nous avons donc opté pour une méthode implicite. La résolution implique le choix d'un profil initial, dont la solution à un temps $t \gg t_o$ ne doit pas dépendre. Nous avons vérifié que cela était le cas en testant deux profils initiaux différents, l'un correspondant à la solution analytique à volume constant, l'autre à la solution analytique pour un flux constant (voir Annexe B). Par ailleurs, nous avons comparé les solutions données par notre code à des lois d'échelles. Ces lois s'obtiennent en écrivant l'équilibre macroscopique des forces gouvernant la propagation du fluide. Deux composantes interviennent : l'une, motrice, est liée au gradient de pression, l'autre, résistante, est due aux frottements visqueux à la base du fluide. En utilisant les échelles caractéristiques du problème, nous obtenons respectivement

$$\frac{\partial P}{\partial x} H_o L W \sim \frac{\rho_1 g H_o}{L} H_o L W$$

et $\eta_1 \frac{\partial u}{\partial z} L W \sim \eta_1 \frac{L^2}{H_o t} W,$

avec W la largeur sur laquelle s'étale le fluide (nous considérons un étalement unidirectionnel, donc sa largeur ne varie pas) et H_o l'épaisseur du fluide à l'origine (*i.e.*, l'épaisseur maximale).

L'équilibre entre ces deux expressions, couplé avec la loi macroscopique de conservation du volume,

$$V = W L H_o,$$

nous permet de déduire les lois d'évolution suivantes pour la distance de propagation L et l'épaisseur maximale H_o :

$$L \sim \left(\frac{\rho_1 g V^3}{\eta_1 W^3} \right)^{\frac{1}{5}} t^{\frac{1}{5}} \quad (5.22)$$

$$H_o \sim \left(\frac{\eta_1 V^2}{\rho_1 g W^2} \right)^{\frac{1}{5}} t^{-\frac{1}{5}}. \quad (5.23)$$

La Figure 5.4 montre les évolutions de la position du front et de l'épaisseur maximale de fluide prédites par notre code numérique. Après une phase d'ajustement aux premiers pas de temps, ces évolutions temporelles peuvent être modélisées par des lois en puissance (en rouge sur la figure). Les exposants obtenus sont $1/5$ pour la position du front et $-1/5$ pour l'épaisseur, ce qui concorde avec les lois d'échelle.

5.2.3 Cas d'un étalement sur une surface inclinée

La fiabilité de notre code étant vérifiée, nous pouvons maintenant envisager des cas plus complexes et plus proches de nos expériences. Nous considérons un fluide s'étalant sur une surface inclinée, avec une déflexion $w(x)$ par rapport à l'horizontale. Nous supposons dans un premier temps que la déflexion de la plaque reste fixe dans le temps (elle n'est pas modifiée par l'avancée du fluide). La propagation du fluide peut alors être décrite par un raisonnement similaire à celui développé pour un plan horizontal, en y apportant deux modifications. D'une part, les bornes des intégrations changent, puisque la surface rigide n'est plus en $z = 0$ mais en $z = w$ (Figure 5.5). D'autre part, l'expression de la masse m doit prendre en compte toute l'épaisseur de fluide, donc s'écrit désormais $m = \rho_1 H dx$ avec $H = h - w$ (w est négatif). Nous en déduisons l'expression

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\rho_1 g}{3\eta_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(H^3 \frac{\partial h}{\partial x} \right). \quad (5.24)$$

Comme la déflexion w dépend de la position en x mais non du temps t , cette équation peut aussi être réécrite de façon à donner directement l'évolution de la hauteur du fluide :

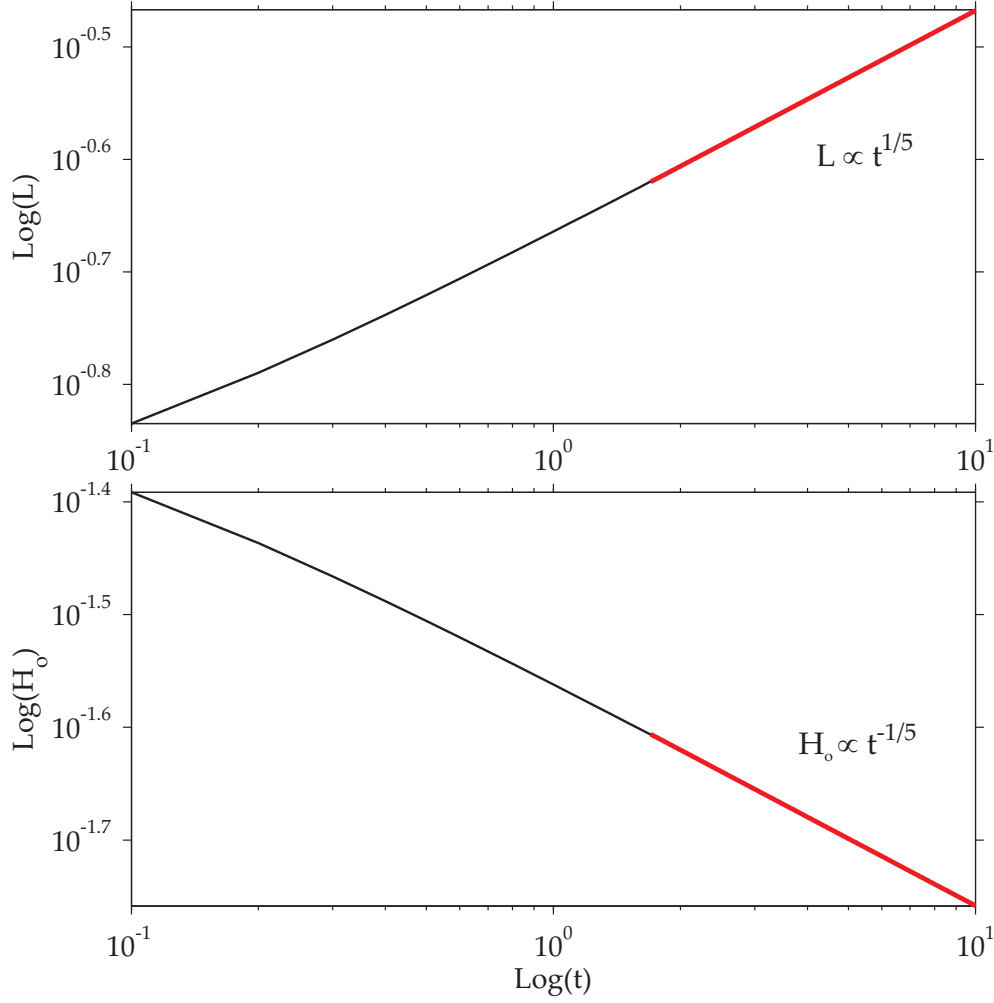


Fig. 5.4: Évolution temporelle de la position du front et de l'épaisseur maximale de fluide. Les lignes noires montrent le résultat des simulations numériques, les lignes rouges montrent leur best fit, qui est en accord avec les lois d'échelle. Les paramètres du modèle sont $\rho_1 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $\eta_1 = 5 \text{ Pa.s}$, et $V/W = 5.10^{-3} \text{ m}^2$.

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\rho_1 g}{3\eta_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(H^3 \frac{\partial h}{\partial x} \right). \quad (5.25)$$

5.3 Flexure d'une plaque liée à l'étalement d'un fluide

5.3.1 Équations et méthode de résolution

Nous nous plaçons maintenant dans une situation analogue à celle des expériences. Une plaque élastique repose sur un fluide de densité ρ_2 et viscosité η_2 . Une extrémité de la plaque est fixée, alors qu'au niveau de l'autre extrémité, laissée libre, s'étale un fluide visqueux de densité ρ_1 et viscosité η_1 . Pour résoudre ce problème, nous devons adapter les équations de flexure écrites dans la Section 5.1. Ici, la plaque n'est plus soumise uniquement à son propre poids. Il nous faut tenir compte des pressions exercées par les fluides sur la plaque. Ces

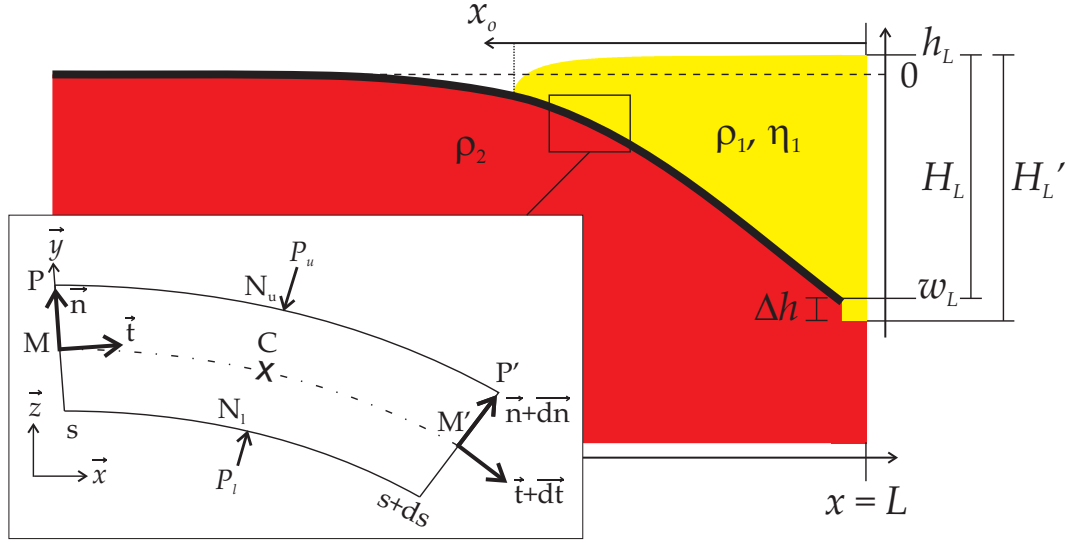


Fig. 5.5: Schéma montrant les principales variables utilisées dans le problème.

pressions s'exercent dans une direction normale à la plaque (Figure 5.5). Celle liée au fluide sous-jacent, P_l , s'applique sur la surface inférieure de la plaque, et est dirigée 'vers le haut'. Le fluide 1 crée, là où il est présent, une pression P_u orientée 'vers le bas' et qui agit sur la surface supérieure de la plaque. Le bilan des forces sur un élément de plaque s'écrit donc

$$2a p|_s \vec{t} - 2a p|_{s+ds} (\vec{t} + d\vec{t}) + 2a \tau|_s \vec{n} - 2a \tau|_{s+ds} (\vec{n} + d\vec{n}) - 2a \rho g ds \vec{z} + \left(P_l \frac{R-a}{R} - P_u \frac{R+a}{R} \right) ds \left(\vec{n} + \frac{1}{2} d\vec{n} \right) = \vec{0}. \quad (5.26)$$

La projection de ce bilan suivant \vec{t} est inchangée par rapport à l'Équation 5.6, car le terme lié aux différences de pression y est du deuxième ordre. La projection suivant la normale \vec{n} devient en revanche

$$\frac{d\tau}{ds} = -p \frac{d\alpha}{ds} - \rho g \cos \alpha + \frac{1}{2a} (P_l - P_u).$$

Par ailleurs, la différence de pression de part et d'autre de la plaque engendre un moment en M , qu'il faut ajouter à l'équilibre établi dans la Section 5.1 :

$$\vec{\mathcal{M}}_{Pul} = M \vec{N}_l \wedge \left[P_l \frac{R-a}{R} \left(\vec{n} + \frac{1}{2} d\vec{n} \right) \right] ds + M \vec{N}_u \wedge \left[P_u \frac{R+a}{R} \left(\vec{n} + \frac{1}{2} d\vec{n} \right) \right] ds.$$

Après calcul, nous obtenons que $\vec{\mathcal{M}}_{Pul}$ est du deuxième ordre (en ds^2). L'Équation 5.9 n'est donc pas modifiée, et le système décrivant la flexure de la plaque devient

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \frac{dp}{ds} & = & \tau \frac{d\alpha}{ds} - \rho g \sin \alpha \\ \frac{d\tau}{ds} & = & -p \frac{d\alpha}{ds} - \rho g \cos \alpha + \frac{1}{h_p} (P_l - P_u) \\ \frac{d^2\alpha}{ds^2} & = & \frac{12}{h_p^2} \frac{\tau}{A} \\ \frac{dw}{ds} & = & \sin \alpha \end{array} \right. \quad (5.27)$$

$$\begin{array}{lcl} \text{avec} & P_l = & -\rho_2 g w + \rho g h_p \\ \text{et} & P_u = & \rho_1 g H, \end{array}$$

et pour conditions aux limites w et α nuls en $s = 0$, et τ , p et $\frac{d\alpha}{ds}$ nuls en $s = L$. Nous résolvons numériquement ce système (voir le détail de la méthode en Annexe B). Une partie des conditions aux limites étant connues en $s = 0$ et l'autre en $s = L$, une technique de minimisation est requise. Le système d'équations est résolu par la méthode Runge-Kutta en partant de $s = 0$, en prenant au départ des valeurs arbitraires pour les variables τ , p et $\frac{d\alpha}{ds}$, qui ne sont pas connues en $s = 0$. Nous calculons ainsi plusieurs solutions, et les utilisons dans une méthode de type Newton-Raphson pour déterminer les valeurs de τ , p et $\frac{d\alpha}{ds}$ en $s = 0$ permettant de vérifier les conditions aux limites τ , p et $\frac{d\alpha}{ds}$ nuls en $s = L$. Notre code itère ainsi jusqu'à ce qu'un seuil de convergence donné soit atteint.

Pour coupler étalement d'un fluide et flexure de la plaque, nous procédons par étapes. Nous partons d'une 'forme' initiale quelconque pour le fluide 1 (par exemple, de la solution analytique pour un volume constant s'étalant sur un plan horizontal). Nous déterminons le profil $w(x)$ de la plaque élastique sous l'effet de cette charge (et de son propre poids) (résolution du système d'équations 5.27). Nous calculons alors la forme du fluide à $t_o + dt$, en prenant en compte le fait qu'il est sur une plaque défléchie (Équation 5.25). Nous déterminons à nouveau un profil de plaque, qui diffère de celui du temps t_o puisque la répartition de la charge a changé. La forme du fluide à $t_o + 2dt$ est calculée sur ce nouveau profil de plaque, et ainsi de suite.

La déflexion de la plaque implique qu'elle ne s'étend plus jusqu'en $x = L$. Entre la position de l'extrémité de la plaque fléchie et sa position initiale $x = L$, du fluide 1 repose directement sur du fluide 2, en équilibre hydrostatique. Pour les cas à volume croissant, l'équilibre hydrostatique s'applique aussi pour $x > L$. L'épaisseur de fluide 1 au delà de l'extrémité de la plaque peut être calculée de deux façons : soit par conservation du volume total, soit par la relation hydrostatique

$$H'_L = \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_1} (h_L + h_p) - \frac{\rho}{\rho_2 - \rho_1} h_p.$$

Nous cherchons (à nouveau par une méthode de type Newton-Raphson) la valeur de H_L telle que ces deux estimations soient cohérentes.

5.3.2 Volume constant

Les figures 5.6, 5.7 et 5.8 montrent un exemple de résultat obtenu, pour des valeurs de paramètres proches de celles de nos expériences. Nous présentons des valeurs dimensionnées afin de faciliter la comparaison avec les données expérimentales. Nous ne cherchons toutefois pas à effectuer de comparaison quantitative précise entre résultats numériques et expériences. En effet, la phase que nous modélisons numériquement est très brève (quelques secondes), puisque nous ne traitons pas le chevauchement de la plaque par le liquide sous-jacent. Or il est difficile de définir un instant initial à la seconde près, pour le code numérique, où nous partons d'un profil initial qui se relaxe, mais surtout pour les expériences, où l'ouverture du compartiment de fluide 1 ne se fait pas de façon parfaitement instantanée. Notre objectif ici est donc de montrer que notre modèle explique qualitativement les phénomènes mis en évidence en laboratoire (passage de liquide sous-jacent au-dessus de la plaque fléchie), et que les ordres de grandeur obtenus numériquement sont cohérents avec les données expérimentales.

Sur la Figure 5.6, un profil de plaque à un temps quelconque est représenté avec une forte exagération verticale. Cela nous permet de bien visualiser la forme de la plaque, caractérisée par un bombement flexural à l'approche de la charge. Ce bombement est induit par la force de rappel hydrostatique liée à la différence de densité entre les milieux de part et d'autre

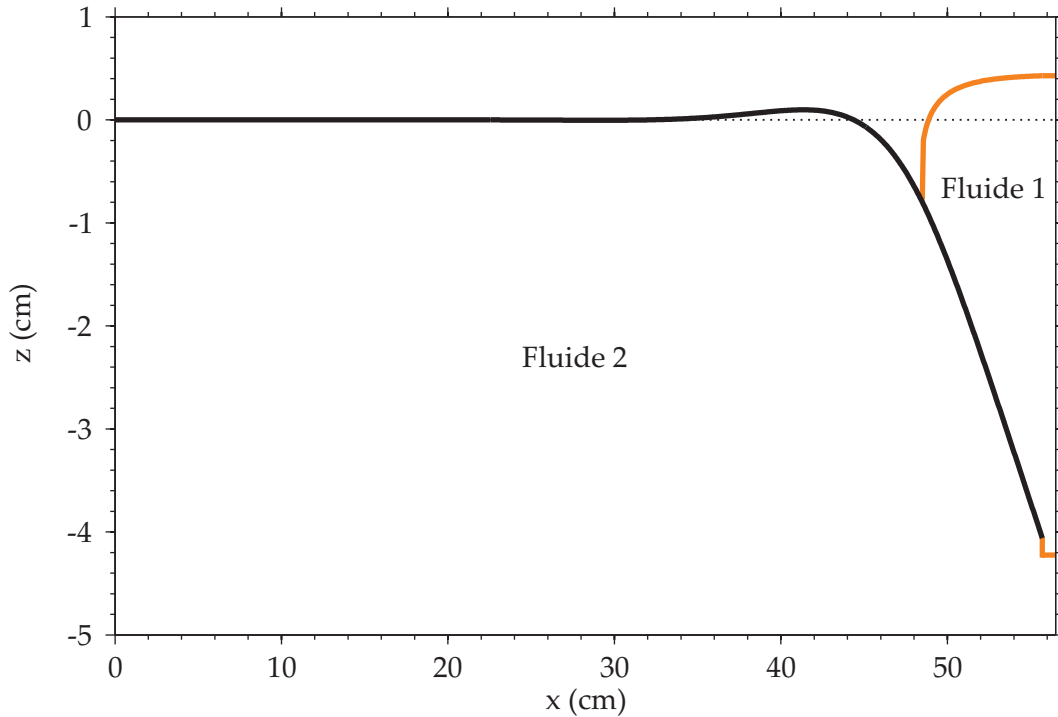


Fig. 5.6: Profils de la plaque élastique et du fluide 1 représentés avec une forte exagération verticale, à un temps t quelconque, pour un calcul effectué avec comme paramètres $\rho_1 = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_2 = 1100 \text{ kg.m}^{-3}$, $\eta_1 = 20 \text{ Pa.s}$, $\rho = 1296 \text{ kg.m}^{-3}$, $h_p = 300 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 56.5 \text{ cm}$, $W = 20 \text{ cm}$, $E = 1.23 \text{ GPa}$, et $\nu = 0.4$.

de la plaque élastique (fluide 2/air). Le modèle élastique classique, avec hypothèse de petits déplacements, donne une expression analytique de la position du sommet du bombement (maximum de w) et de sa longueur d'onde (e.g., *Caldwell et al.*, 1976). Les deux sont de l'ordre d'un paramètre flexural δ_p qui s'exprimerait ici :

$$\delta_p = \left(\frac{Ah_p^3}{\rho_2 g} \right)^{\frac{1}{4}}.$$

La flexure élastique de la plaque n'affecte donc celle-ci que sur une distance finie, de l'ordre de δ_p , au-delà du point où la déflexion passe de négative à positive. Pour les valeurs de paramètres de la Figure 5.6, δ_p est d'environ 5 cm.

Sur la Figure 5.7, nous montrons la situation à un temps t_1 proche de l'instant initial, et quelques secondes plus tard, pour les mêmes paramètres que ceux de la Figure 5.6. Puisque la flexure de la plaque n'est ressentie qu'à une distance finie de la charge qui la crée, nous ne représentons qu'une partie de la plaque. Les échelles verticales et horizontales sont les mêmes (pas d'exagération comme sur la Figure 5.6). Nous observons qu'au temps t_1 , la base du fluide 1 est sous l'extrémité de la plaque. Quelques secondes après, la charge est étalée sur une distance plus importante, l'extrémité de la plaque est remontée, mais la base du fluide 1

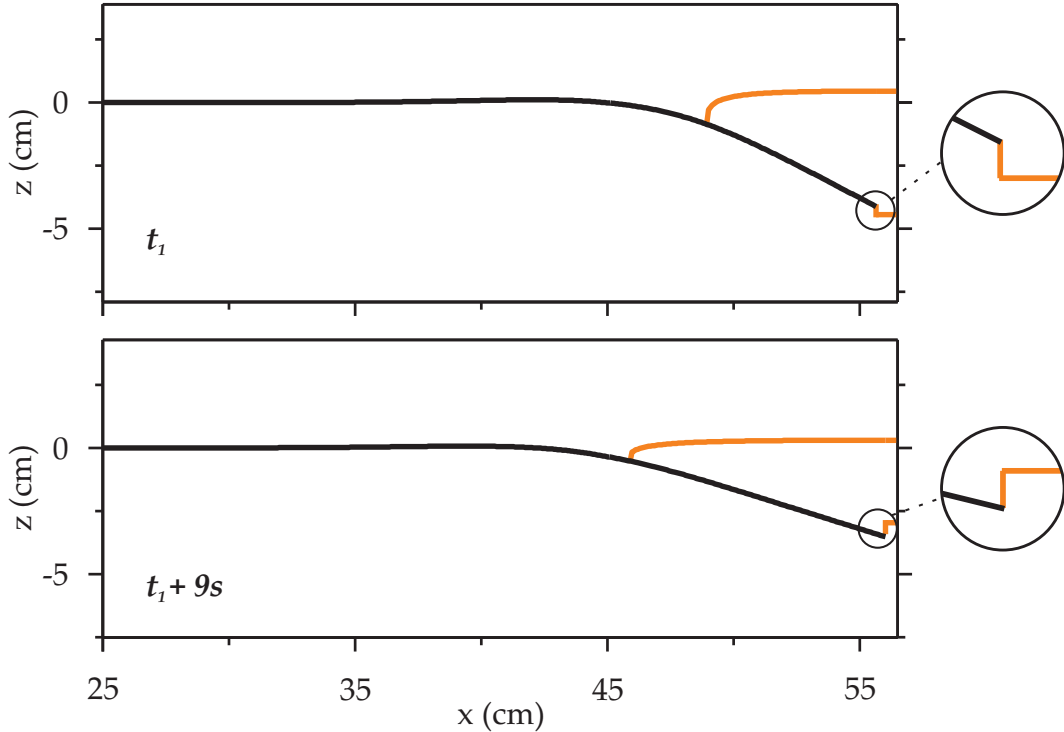


Fig. 5.7: Profils de la plaque élastique et du fluide 1 à deux temps différents, pour les mêmes valeurs de paramètres que sur la Figure 5.6. La plaque élastique remonte, mais la couche de fluide 1 en bout de plaque s'amincissant, sa base finit par être au dessus de l'extrémité de la plaque. La plaque va alors être immergée dans du fluide 2 et s'y enfoncer.

se situe au-dessus : alors, la plaque est chevauchée par du fluide sous-jacent.

La Figure 5.8 présente l'évolution au cours du temps de différentes variables, pour le calcul qu'illustrent les figures 5.6 et 5.7. Pour la représentation de l'avancée x_o du front du fluide 1, l'origine du repère est différente de celle de l'axe Ox défini pour la plaque. x_o correspond en fait à la distance sur laquelle s'étend le fluide 1. Ici, le changement de repère effectué se traduit donc par $x \rightarrow L - x$. Nous procéderons toujours ainsi par la suite lorsque nous traiterons de l'avancée du fluide 1 (ou du continent). La représentation dans un graphique logarithmique de x_o en fonction de t n'a pas permis de mettre en évidence une loi d'échelle du même type que celle caractérisant l'avancée d'un fluide visqueux sur un plan horizontal. L'étalement se fait ici différemment selon les paramètres utilisés dans les calculs (notamment, selon les propriétés des plaques élastiques).

Les autres variables dont l'évolution temporelle est montrée sont la profondeur w_L de

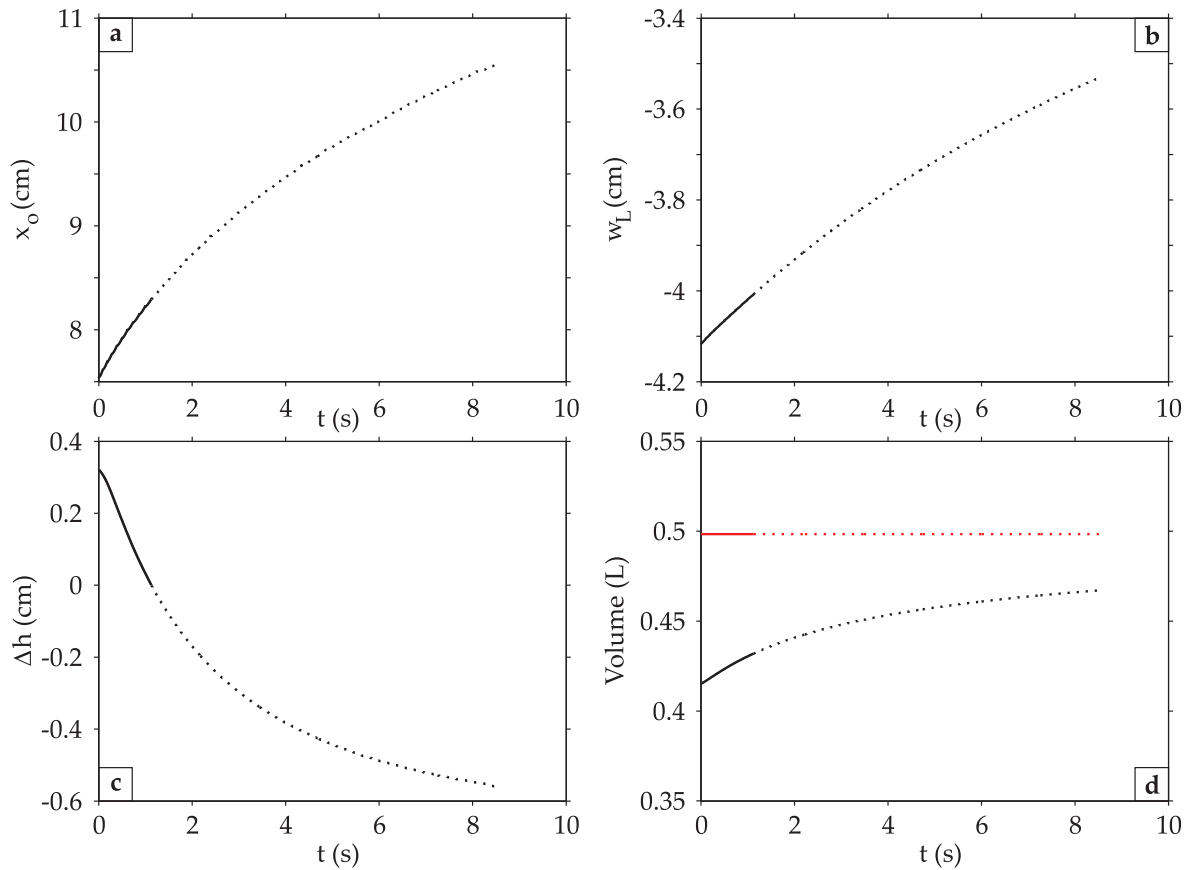


Fig. 5.8: Évolution temporelle de a) la position du front b) la profondeur w_L de l'extrémité plongeante de la plaque c) la différence entre cette profondeur w_L et celle de la base du continent d) le volume de fluide (en rouge : volume total, en noir : volume s'étalant sur la plaque). Les valeurs des paramètres sont les mêmes que pour les figures 5.6 et 5.7. Les courbes sont tracées en pointillés à partir de l'instant où du fluide sous-jacent se met à chevaucher la plaque ($\Delta h = 0$).

l'extrémité de la plaque, la différence Δh entre cette profondeur et celle de la base du fluide 1 au-delà de la plaque (voir Figure 5.5), et le volume de fluide 1 (volume total et volume chevauchant la plaque). Nous notons sur la Figure 5.8 que le volume total de fluide (représenté en rouge, graphe d) est bien conservé. La majeure partie de ce volume s'étale sur la plaque ; le reste repose sur le fluide 2 entre l'extrémité de la plaque et sa position initiale $x = L$. La quantité de fluide sur la plaque (en noir sur le graphe d) croît légèrement au cours du temps ; la plaque remonte (graphe b), et donc l'espace libre au-delà de son extrémité se réduit (voir aussi Figure 5.7). La remontée de la plaque résulte du fait que la charge de fluide est distribuée sur une distance de plus en plus grande. Deux effets antagonistes sont donc en jeu : la répartition du fluide sur une distance croissante tend à faire remonter la plaque, mais conduit aussi à une légère augmentation du volume de fluide sur la plaque, ce qui pourrait accentuer la déflexion. Ce dernier effet n'est visiblement pas dominant, puisque nous n'observons pas de plongée de la plaque. Comme le montrent les figures 5.8c et 5.7, l'interface entre les fluides 1 et 2, initialement située en dessous de l'extrémité plongeante de la plaque, passe à partir d'un certain moment au dessus. Débute alors une phase que nous ne modélisons pas, au cours de laquelle une partie de la plaque se trouve immergée dans du fluide 2. Une fois qu'une longueur finie de plaque est ainsi dans du fluide 2, la plaque va plonger sous l'effet de son propre poids puisque sa densité est supérieure à celle du fluide 2. Ceci correspond à la phase 3 observée dans notre première série d'expériences (Section 4.3.1). Sa modélisation impliquerait de déterminer la position de deux fronts (fluides 1 et 2), et devrait tenir compte du fait que le fluide 1 se propage en partie sur la plaque et en partie sur du fluide 2.

5.3.3 Volume variable

Nous considérons ici le cas correspondant à notre deuxième série d'expériences (Section 4.3.2). La différence par rapport au cas précédent est qu'un volume beaucoup plus important de fluide 'continental' est disponible. Nous partons d'un état initial où seule une très faible quantité de 'continent' chevauche la plaque 'océanique' : le volume continental est alors essentiellement au-delà du bout de la plaque, et repose en équilibre hydrostatique sur du manteau.

Les figures 5.9 et 5.10 montrent les résultats obtenus pour des valeurs de paramètres comparables à celles de l'expérience illustrée par les figures 4.9 et 4.8. Nous observons que la déflexion de la plaque s'accroît au cours du temps, sous l'effet de l'augmentation du volume de fluide 'continental' chevauchant la plaque (augmentation d'un facteur 30 sur le laps de temps couvert par la Figure 5.10). Dans le cas précédemment traité (Section 5.3.2), ce volume ne pouvait augmenter que dans des proportions très limitées. Tout le fluide était initialement sur la plaque, et seule une petite quantité se retrouvant entre l'extrémité fléchie de la plaque et le bord du réservoir pouvait remonter peu à peu sur la plaque. Ici, la situation est différente : le fluide 1 repose initialement en quasi-totalité sur du fluide 2, et va progressivement s'étaler sur la plaque. Cette dernière plonge de façon continue, et finit par être chevauchée par du fluide 2 ($\Delta h < 0$). Alors, une fois qu'une certaine longueur sera immergée, la plaque s'enfoncera sous son propre poids.

Qualitativement, ces résultats sont en bon accord avec nos observations expérimentales. Une comparaison quantitative plus précise est difficile car la phase que nous modélisons se déroule en quelques secondes. Or, lors des expériences, le temps t_0 n'est pas aisé à définir à la seconde près (puisque enlever la cloison entre les deux compartiments n'est pas parfaitement instantané). Nous notons toutefois que les ordres de grandeur pour les expériences et les modélisations numériques sont cohérents. De plus, les calculs numériques montrent bien que dans la gamme de paramètres de nos expériences, la plaque élastique entre en subduction.

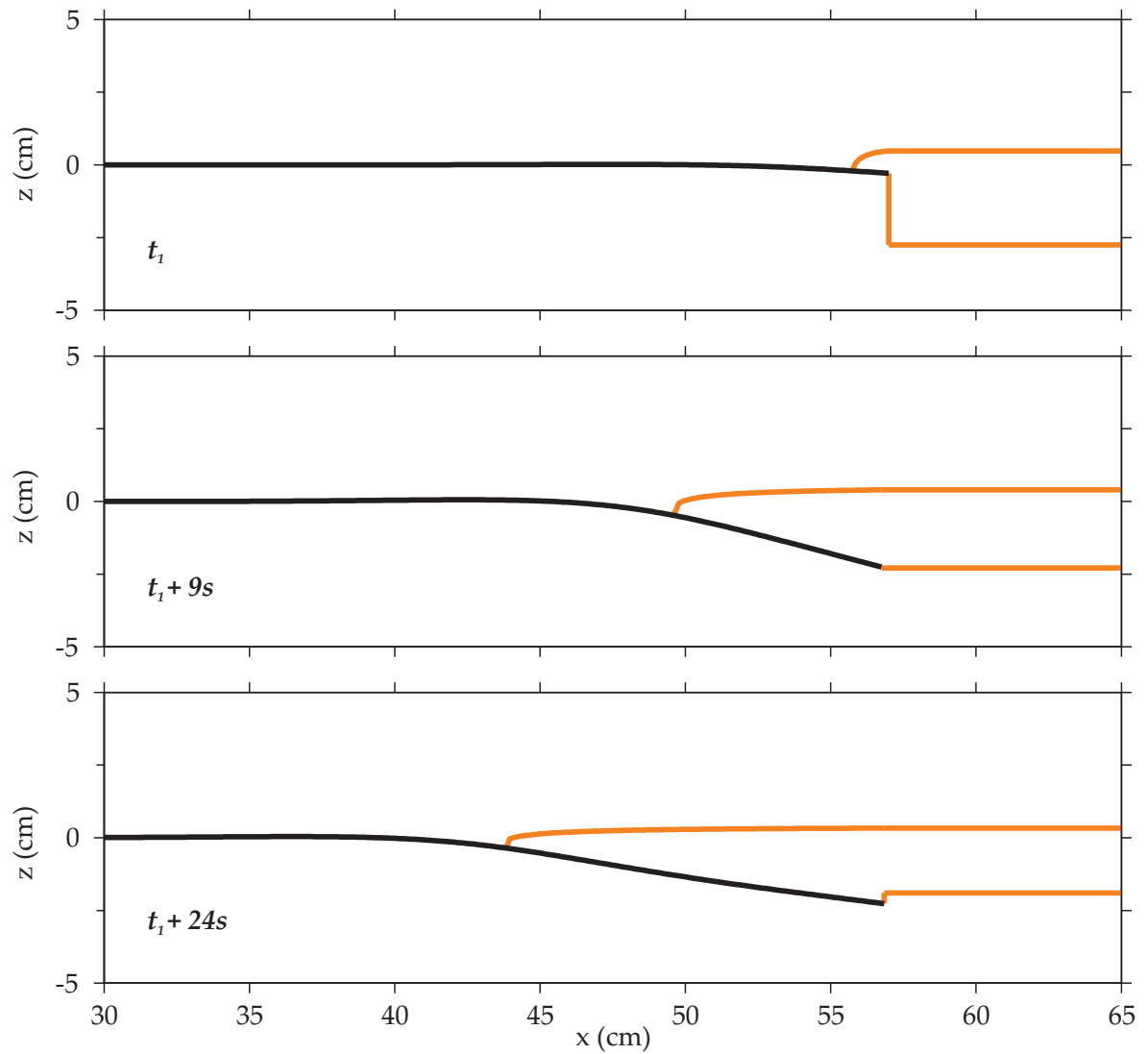


Fig. 5.9: Profils de la plaque élastique et du fluide à trois temps différents. Les paramètres du modèle sont $\rho_1 = 1003 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_2 = 1176 \text{ kg.m}^{-3}$, $\eta_1 = 5.23 \text{ Pa.s}$, $\rho = 1296 \text{ kg.m}^{-3}$, $h_p = 300 \text{ }\mu\text{m}$, $L = 57 \text{ cm}$, $E = 1.23 \text{ GPa}$, et $\nu = 0.4$.

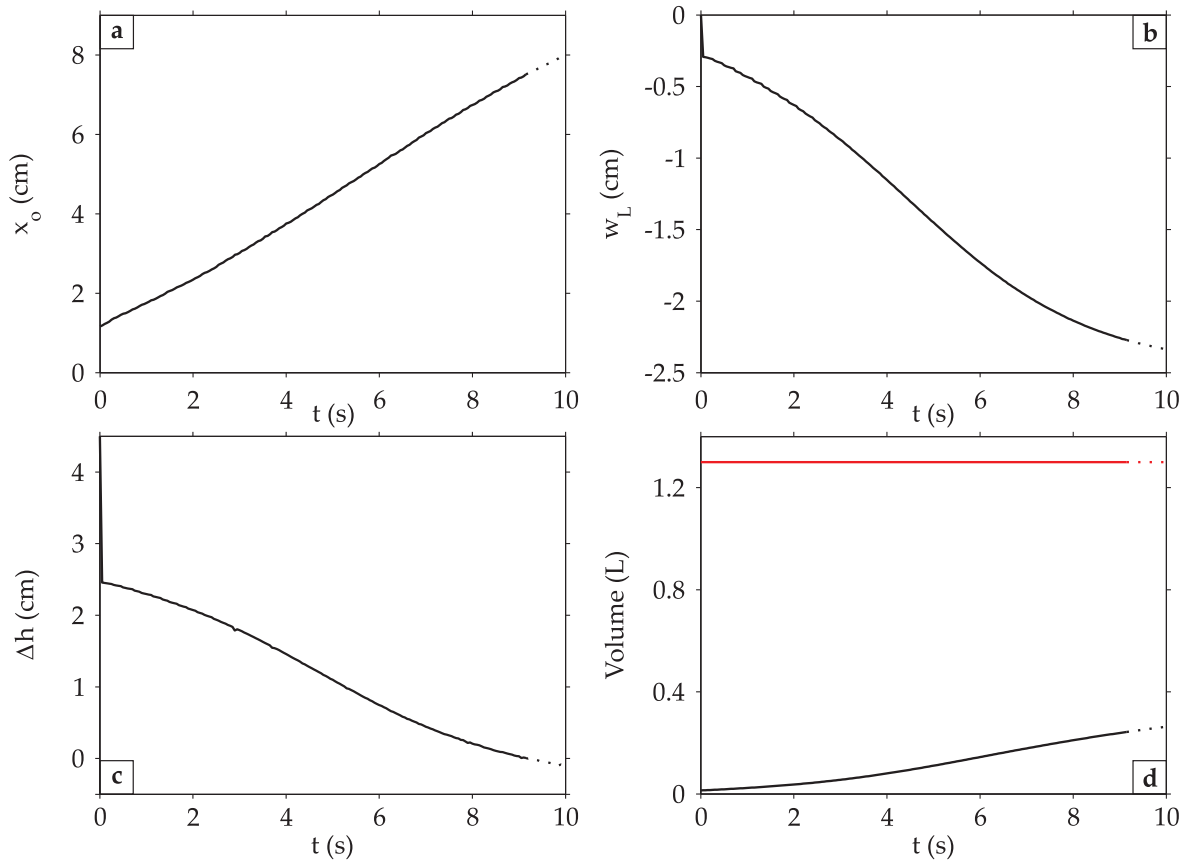


Fig. 5.10: Évolution temporelle de a) la position du front b) la profondeur w_L de l'extrémité plongeante de la plaque c) la différence entre cette profondeur w_L et celle de la base du continent d) le volume de fluide (en rouge : volume total, en noir : volume s'étalant sur la plaque). Les valeurs des paramètres sont les mêmes que pour la Figure 5.9. Les courbes sont tracées en pointillés à partir de l'instant où du fluide sous-jacent se met à chevaucher la plaque ($\Delta h = 0$).

Chapitre 6

Adaptation du modèle au cas terrestre

6.1 Modifications nécessaires et types de résultats obtenus

6.1.1 Modifications nécessaires

Pour appliquer notre modèle théorique à la Terre, nous devons prendre en compte la couche d'eau océanique dans les équilibres de pression. La Figure 6.1 définit les principales variables utilisées dans ce paragraphe.

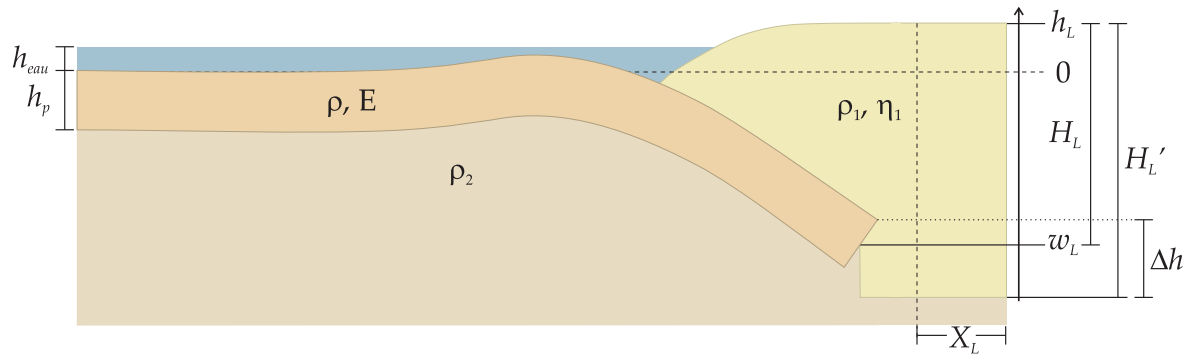


Fig. 6.1: Schéma montrant les principales variables utilisées pour l'application au cas terrestre.

La pression s'appliquant sous la plaque élastique devient

$$P_l = \rho_{eau}gh_{eau} - \rho_2gw + \rho gh_p.$$

La pression s'exerçant sur la plaque reste identique au-delà de la limite eau-continent, c'est-à-dire pour $h > h_{eau}$, mais est modifiée pour les zones immergées ($h < h_{eau}$) :

$$\begin{cases} P_u = \rho_1gH & h > h_{eau} \\ P_u = \rho_1gH + \rho_{eau}g(h_{eau} - h) & h < h_{eau} \end{cases}$$

avec toujours $h = H + w$.

L'équilibre hydrostatique permettant de calculer l'épaisseur de la croûte continentale change également, et donne désormais

$$H'_L = \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_1}(h_L + h_p) - \frac{\rho_{eau}}{\rho_2 - \rho_1}h_{eau} - \frac{\rho}{\rho_2 - \rho_1}h_p. \quad (6.1)$$

Pour la Terre, la variable h_p ne correspond pas réellement à l'épaisseur d'une plaque élastique en équilibre sur un fluide. Cela était le cas pour les expériences en laboratoire, où nous disposions de matériaux parfaitement élastiques dans les conditions traitées. L'épaisseur h_p était alors égale à l'épaisseur totale de notre plaque. La rhéologie de la lithosphère océanique est plus complexe. Comme nous l'avons expliqué dans la Section 3.2, la lithosphère n'est élastique que jusqu'à un seuil de contrainte donné, qui dépend de la profondeur. Au-delà, elle se déforme plastiquement, par glissement sur des failles dans sa partie supérieure, et par fluage visqueux en profondeur (*Goetze et Evans*, 1979). Toutefois, de nombreuses études ont montré qu'au premier ordre, le comportement de la lithosphère océanique peut être reproduit par un modèle de plaque purement élastique (e.g., *Caldwell et al.*, 1976; *Watts*, 1978) (voir Section 3.2). La variable h_p correspond à l'épaisseur de cette plaque théorique (on parle d'«épaisseur élastique équivalente»).

De manière générale, la définition des paramètres intervenant dans les calculs est moins évidente pour la modélisation de cas géologiques que pour celle des expériences. Cela est vrai en particulier pour la variable X_L (Figure 6.1). Pour les expériences, X_L est la longueur du compartiment qui contient le fluide représentant le continent. Pour la Terre, X_L serait la distance sur laquelle le continent s'amincit significativement en réponse à son étalement sur la plaque océanique. En réalité, la transition entre un continent aminci ou non est progressive. Nous ne pourrions donc proposer d'estimations précises de la variable X_L , mais seulement des ordres de grandeur.

Enfin, en toute rigueur, il faudrait traiter distinctement l'étalement continental au dessus et en dessous du niveau marin, car le gradient de pression n'est pas le même pour une propagation dans l'air que pour une propagation dans l'eau. Nous pouvons toutefois montrer, en considérant les cas extrêmes, qu'il est acceptable de simplifier le problème. L'évolution temporelle de l'épaisseur H d'un continent de densité ρ_1 s'étalant uniquement dans l'air est donnée par l'Équation 5.24,

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\rho_1 g}{3\eta_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(H^3 \frac{\partial h}{\partial x} \right).$$

Si la propagation s'effectue entièrement dans l'eau, alors

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{(\rho_1 - \rho_{eau})g}{3\eta_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(H^3 \frac{\partial h}{\partial x} \right).$$

Cette équation peut se récrire comme la précédente en définissant une viscosité apparente η'_1 :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\rho_1 g}{3\eta'_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(H^3 \frac{\partial h}{\partial x} \right) \quad \text{avec} \quad \eta'_1 = \eta_1 \frac{\rho_1}{\rho_1 - \rho_{eau}}. \quad (6.2)$$

En prenant $\rho_1 = 2700 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\rho_{eau} = 1030 \text{ kg.m}^{-3}$, nous obtenons $\eta'_1 \approx 1.6\eta_1$. Un continent s'étale donc dans l'eau comme il le ferait dans l'air si sa viscosité était 1.6 fois sa valeur réelle. Aussi, nous pouvons simplifier nos calculs en y décrivant la propagation continentale avec par exemple, uniquement l'Équation 6.2.

6.1.2 Types de résultats obtenus

Suivant les valeurs prises par les divers paramètres, notre modèle conduit à deux situations distinctes, avec dans un cas, l'initiation d'une subduction, dans l'autre non. Les Figures 6.2 et 6.3 présentent un exemple de chacun de ces cas. L'unique paramètre variant entre les deux calculs montrés est la densité de la lithosphère océanique (3000 kg.m^{-3} dans l'un, 3350 kg.m^{-3} dans l'autre, pour un manteau sous-jacent de 3300 kg.m^{-3}). L'avancée du front du continent et la profondeur atteinte par l'extrémité de la plaque océanique sont représentées en fonction du temps. Nous montrons également l'évolution de la variable Δh , qui correspond à la différence de profondeur entre l'extrémité de la plaque océanique et la base du continent (voir Figure 6.1). L'initiation d'une subduction ne sera susceptible de se produire que dès lors que cette variable devient négative, la plaque océanique se retrouvant alors partiellement immergée dans l'asthénosphère. Comme nous l'avons déjà précisé, nous ne cherchons pas à modéliser l'évolution se produisant une fois que cela est accompli.

Le front du continent (x_o) avance à des vitesses d'ordres de grandeur réalistes. Par exemple, pour le calcul correspondant à une plaque océanique peu dense, la vitesse moyenne d'avancée du continent sur deux millions d'années est initialement de 1.4 cm/an , et est réduite à 0.5 mm/an au bout de 135 Ma . L'évolution temporelle de la plaque océanique se fait en deux phases : elle s'enfonce avant de remonter progressivement. La variable Δh , décroît fortement pendant la première phase : la différence de profondeur entre l'extrémité de la plaque océanique et la base du continent se réduit car la plaque plonge alors que le continent s'aminuit. À partir du moment où la phase de remontée de la plaque débute, Δh va se stabiliser à une valeur donnée : la plaque remonte à la même vitesse que le continent s'aminuit. La différence majeure entre les deux calculs illustrés par les figures 6.2 et 6.3 est la valeur atteinte par Δh . Dans un cas, Δh se stabilise à une valeur positive, de l'ordre de 12 km : la lithosphère océanique ne subductera donc pas. Dans l'autre cas, la variable Δh devient négative. Alors, la plaque océanique considérée étant de densité supérieure à l'asthénosphère, elle y plongera sous son propre poids, permettant le développement d'une subduction. Il faut bien noter que le résultat du calcul n'est plus exact dès lors que Δh s'annule. La lithosphère océanique commençant à être immergée dans l'asthénosphère ne continuera pas sa remontée, et Δh deviendra de plus en plus négatif.

Notre modèle suggère qu'une marge passive pourra, ou non, évoluer en marge active. Il nous faut maintenant établir les facteurs contrôlant son évolution. Pour les exemples des figures 6.2 et 6.3, nous n'avons modifié que la densité de la plaque océanique. De nombreux autres paramètres sont impliqués dans le problème et susceptibles d'être déterminants, par

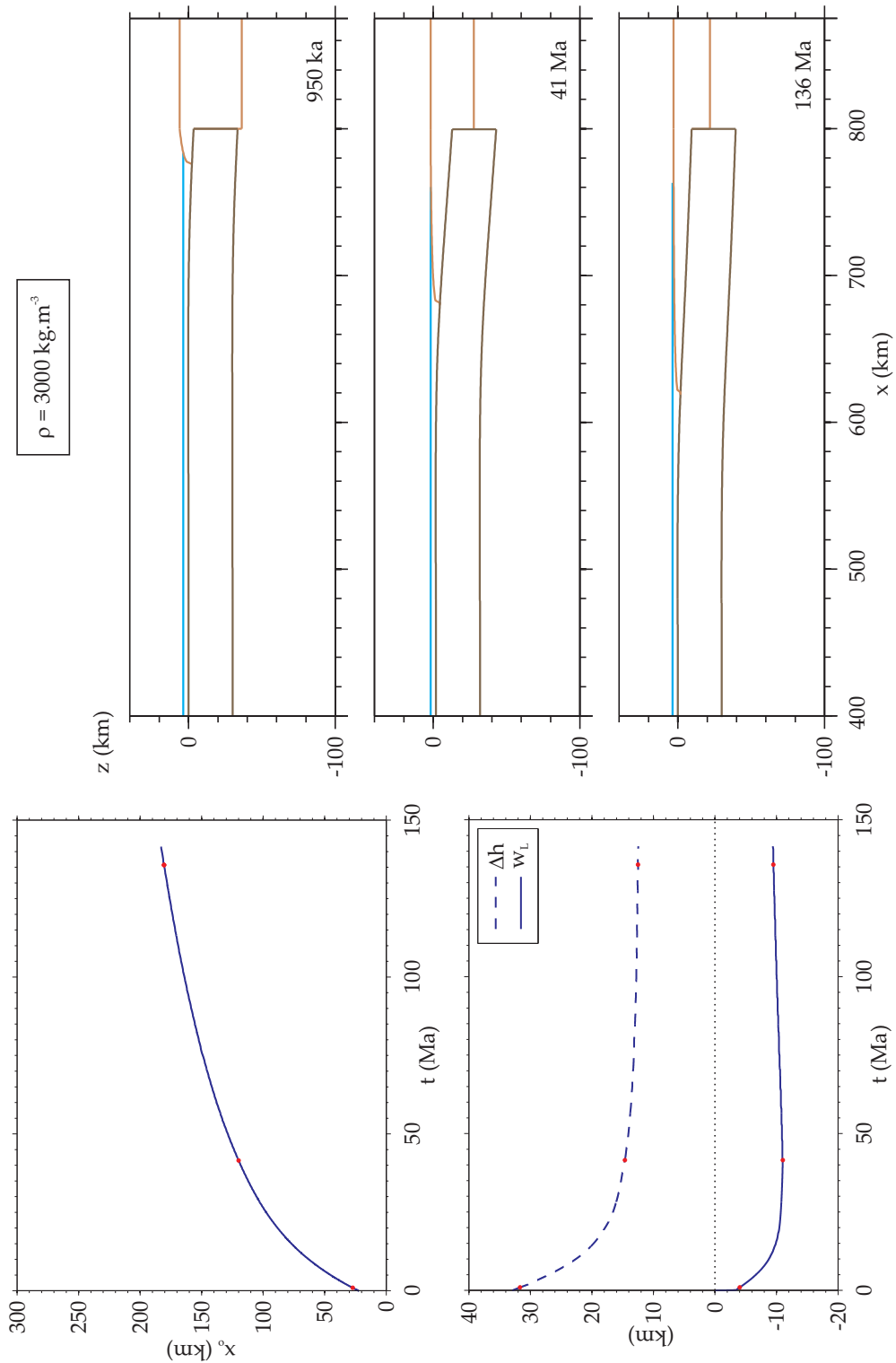


Fig. 6.2: Exemple d'évolution d'une marge passive. Les valeurs des paramètres pour ce calcul sont données dans l'Annexe C (Simulation 104). Les graphiques montrent la variation avec le temps de l'avancée du continent x_o , de la profondeur maximale de la plaque océanique w_L et de la variable Δh . Les points rouges indiquent les pas de temps pour lesquels sont montrés les profils. Dans cet exemple, nous n'observons pas d'initiation de subduction.

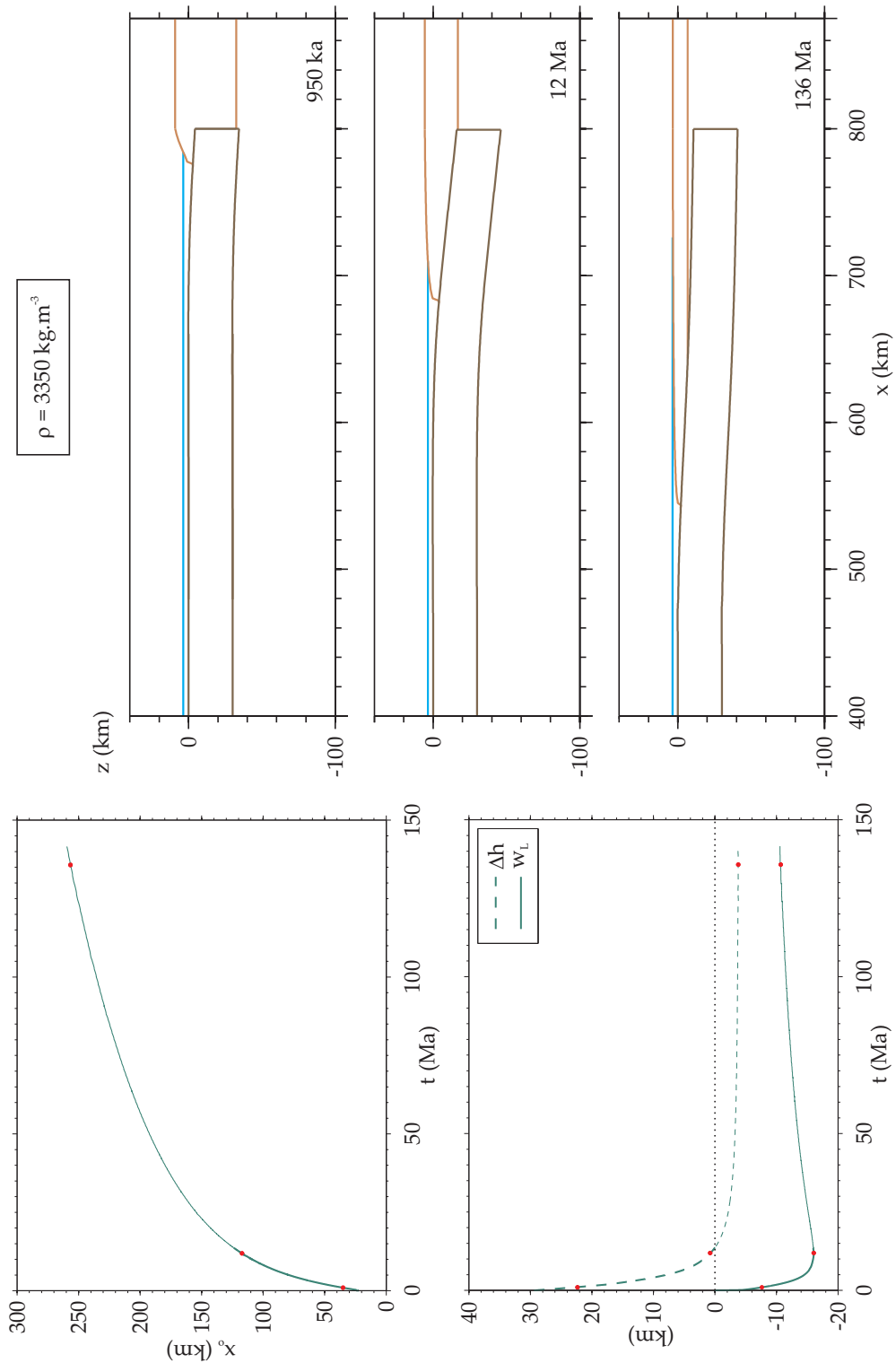


Fig. 6.3: Même chose que Figure 6.2, mais pour une densité différente de la plaque océanique (Annexe C, Simulation 105). Une subduction s'initie au niveau de la marge passive. Les courbes d'évolution temporelle sont représentées en traits plus fins à partir du moment où Δh devient négatif, car nous ne modélisons pas le chevauchement de la lithosphère par l'asthénosphère qui se produit alors.

exemple l'épaisseur de la plaque océanique, celle du continent, ou encore la distance sur laquelle s'amincit le continent. Afin d'établir quels sont les facteurs les plus influents dans l'évolution d'une marge passive, nous procédons à une analyse dimensionnelle.

6.2 Analyse dimensionnelle

Nous reprenons l'ensemble des équations qui interviennent dans notre problème, c'est-à-dire

- le système d'équations différentielles décrivant la flexure élastique de la plaque océanique,
- la différence de pression de part et d'autre de la plaque océanique,
- la loi d'étalement du continent (équation aux dérivées partielles),
- la conservation du volume continental total,
- l'équilibre hydrostatique reliant les diverses épaisseurs en jeu (continent, plaque océanique, océan).

Flexure élastique Nous avons montré que la flexure de la plaque est donnée par le système

$$\begin{cases} \frac{dp}{ds} = \tau \frac{d\alpha}{ds} - \rho g \sin \alpha \\ \frac{d\tau}{ds} = -p \frac{d\alpha}{ds} - \rho g \cos \alpha + \frac{1}{h_p} (P_l - P_u) \\ \frac{d^2\alpha}{ds^2} = \frac{12}{h_p^2} \frac{\tau}{A} \end{cases} \quad (6.3)$$

Nous choisissons pour échelle de longueur le paramètre flexural δ_p , défini par

$$\delta_p = \left(\frac{A h_p^3}{\Delta \rho g} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (6.4)$$

avec $\Delta \rho = \rho_2 - \rho_{eau}$, et A , un paramètre élastique précédemment défini, combinaison des paramètres de Lamé : $A = \lambda + 2\mu$.

La troisième équation du système (issue de l'équilibre des moments) donne alors

$$\frac{1}{\delta_p^2} \frac{d^2\alpha}{ds^2} = \frac{12}{h_p^2} \frac{[\tau]}{A} \tau^*,$$

dont nous déduisons l'échelle de contraintes $[\tau]$:

$$[\tau] = A \frac{h_p^2}{\delta_p^2}. \quad (6.5)$$

Nous utiliserons la même échelle pour les différentes contraintes (τ , p , P_l et P_u).

La mise sans dimension de la première équation du système conduit à

$$A \frac{h_p^2}{\delta_p^3} \frac{dp^*}{ds^*} = A \frac{h_p^2}{\delta_p^3} \tau^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \rho g \sin \alpha$$

qui s'écrit aussi

$$\frac{dp^*}{ds^*} = \tau^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \frac{\rho g \delta_p^3}{A h_p^2} \sin \alpha.$$

En utilisant l'expression de δ_p (Équation 6.4), nous obtenons

$$\frac{\rho g \delta_p^3}{A h_p^2} = \frac{\rho}{\Delta \rho} \frac{h_p}{\delta_p}$$

et finalement

$$\frac{dp^*}{ds^*} = \tau^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \frac{\rho}{\Delta \rho} \frac{h_p}{\delta_p} \sin \alpha.$$

Par la même procédure, nous déterminons comme forme sans dimension de la seconde équation du système

$$\frac{d\tau^*}{ds^*} = -p^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \frac{\rho}{\Delta \rho} \frac{h_p}{\delta_p} \cos \alpha + \frac{\delta_p}{h_p} (P_l^* - P_u^*).$$

Une forme adimensionnée du système est donc

$$\begin{cases} \frac{dp^*}{ds^*} &= \tau^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \frac{\rho}{\Delta \rho} \frac{h_p}{\delta_p} \sin \alpha \\ \frac{d\tau^*}{ds^*} &= -p^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \frac{\rho}{\Delta \rho} \frac{h_p}{\delta_p} \cos \alpha + \frac{\delta_p}{h_p} (P_l^* - P_u^*) \\ \frac{d^2\alpha}{ds^{*2}} &= 12\tau^* \end{cases} \quad (6.6)$$

Différence de pression de part et d'autre de la plaque océanique Cette différence de pression ne s'exprime pas de la même manière selon la position par rapport au rivage (voir Section 3.1.1).

En domaine océanique,

$$P_l - P_u = \rho g h_p - (\rho_2 - \rho_{eau}) g w - (\rho_1 - \rho_{eau}) g H.$$

Deux choix d'échelle paraissent envisageables pour la mise sans dimension de w et H : l'épaisseur initiale totale du continent, ou son élévation initiale. Nous adopterons l'épaisseur initiale H'_{Lo} , qui présente l'avantage de ne pas dépendre des densités (contrairement à l'élévation, qui résulte d'un équilibre hydrostatique). En prenant, pour les pressions, l'échelle de contrainte que nous venons d'établir (Équation 6.5), nous obtenons

$$P_l^* - P_u^* = \frac{\rho g \delta_p}{A} \frac{\delta_p}{h_p} - \frac{\Delta \rho g H'_{Lo}}{A} \frac{\delta_p^2}{h_p^2} w^* - \frac{(\rho_1 - \rho_{eau}) g H'_{Lo}}{A} \frac{\delta_p^2}{h_p^2} H^*.$$

Les divers termes de cette équation se simplifient en utilisant l'expression de δ_p (Équation 6.4). Il en résulte

$$P_l^* - P_u^* = \frac{h_p}{\delta_p} \left[\frac{\rho}{\Delta\rho} \left(\frac{h_p}{\delta_p} \right) - \frac{H'_{Lo}}{\delta_p} w^* - \frac{\rho_1 - \rho_{eau}}{\Delta\rho} \frac{H'_{Lo}}{\delta_p} H^* \right]. \quad (6.7)$$

En domaine continental,

$$P_l - P_u = \rho_{eau} g h_{eau} + \rho g h_p - \rho_2 g w - \rho_1 g H,$$

ce qui donne, une fois mis sans dimension,

$$P_l^* - P_u^* = \frac{h_p}{\delta_p} \left[\frac{\rho_{eau}}{\Delta\rho} \left(\frac{h_{eau}}{\delta_p} \right) + \frac{\rho}{\Delta\rho} \left(\frac{h_p}{\delta_p} \right) - \frac{\rho_2}{\Delta\rho} \frac{H'_{Lo}}{\delta_p} w^* - \frac{\rho_1}{\Delta\rho} \frac{H'_{Lo}}{\delta_p} H^* \right]. \quad (6.8)$$

Étalement du continent La loi d'étalement du continent démontrée précédemment est

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\rho_1 g}{3\eta'_1} \frac{\partial}{\partial x} \left(H^3 \frac{\partial h}{\partial x} \right)$$

En prenant le paramètre flexural δ_p comme échelle pour x , et l'épaisseur initiale du continent H'_{Lo} comme échelle pour H et h , nous obtenons

$$\frac{\partial H^*}{\partial t^*} = [t] \frac{\rho_1 g H'^3_{Lo}}{3\eta'_1 \delta_p^2} \frac{\partial}{\partial x^*} \left(H^{*3} \frac{\partial h^*}{\partial x^*} \right),$$

dont nous déduisons l'échelle de temps $[t]$

$$[t] = \frac{3\eta'_1 \delta_p^2}{\rho_1 g H'^3_{Lo}} \quad (6.9)$$

et l'équation sans dimension

$$\frac{\partial H^*}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial x^*} \left(H^{*3} \frac{\partial h^*}{\partial x^*} \right). \quad (6.10)$$

Conservation du volume total de continent Au niveau de l'extrémité fléchie de la plaque océanique, le flux Φ de matériel continental venant chevaucher la plaque océanique est

$$\Phi = -\frac{\rho_1 g}{3\eta'_1} H^3 \frac{\partial h}{\partial x}.$$

Le volume total de matériel continental étant conservé, ce flux donne aussi l'évolution temporelle du volume de continent situé au-delà du bout de la plaque océanique :

$$\Phi = \frac{d}{dt} (H'_L ((L - x_k) + X_L)).$$

X_L est la distance sur laquelle le continent s'amincit en réponse à sa propagation sur la plaque océanique (Figure 6.1). Cette distance est supposée invariante dans le temps. $L - x_k$ correspond à l'espace libéré entre la position initiale du bout de la plaque ($x = L$, avec L la longueur de la plaque) et sa position $x = x_k$ à l'instant considéré ($x_k < L$ en raison de la

Rapports de longueurs	$\frac{h_p}{\delta_p}, \frac{H'_{Lo}}{\delta_p}, \frac{h_{eau}}{\delta_p}, \frac{X_L}{\delta_p}, \frac{h_p}{H'_{Lo}}, \frac{h_{eau}}{H'_{Lo}}$
Rapports de densités	$\frac{\rho}{\Delta\rho}, \frac{\rho_1 - \rho_{eau}}{\Delta\rho}, \frac{\rho_{eau}}{\Delta\rho}, \frac{\rho_2}{\Delta\rho}, \frac{\rho_1}{\Delta\rho}, \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_1}, \frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}, \frac{\rho_{eau}}{\rho_2}$

Tab. 6.1: Tableau récapitulatif des nombres sans dimension.

flexure). Comme la flexure de la plaque est faible, le terme $L - x_k$ est petit devant X_L , et nous le négligerons dans l'analyse dimensionnelle.

Alors,

$$\frac{\rho_1 g}{3\eta'_1} H^3 \frac{\partial h}{\partial x} = X_L \frac{dH'_L}{dt}.$$

En prenant les mêmes échelles qu'auparavant, nous obtenons comme forme sans dimension de cette équation

$$H^{*3} \frac{\partial h^*}{\partial x^*} = \frac{X_L}{\delta_p} \frac{dH'_L}{dt}. \quad (6.11)$$

Équilibre hydrostatique Nous avons vu que la relation hydrostatique entre l'épaisseur du continent H'_L , son élévation h_L , l'épaisseur de la plaque océanique h_p et l'épaisseur d'eau h_{eau} s'écrit (Équation 6.1)

$$H'_L = \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_1} (h_L + h_p) - \frac{\rho_{eau}}{\rho_2 - \rho_1} h_{eau} - \frac{\rho}{\rho_2 - \rho_1} h_p.$$

L'expression sans dimension obtenue avec pour échelle d'épaisseur H'_{Lo} est

$$H'^*_L = \frac{\rho_2}{\rho_2 - \rho_1} \left(h^*_L + \frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2} \frac{h_p}{H'_{Lo}} - \frac{\rho_{eau}}{\rho_2} \frac{h_{eau}}{H'_{Lo}} \right). \quad (6.12)$$

Nombres sans dimension Quatorze nombres sans dimension interviennent dans notre analyse (équations 6.6, 6.7, 6.8, 6.11 et 6.12) : des rapports de densités, et des rapports de longueurs (Tableau 6.1). Cependant, plusieurs nombres faisant intervenir les mêmes variables peuvent se résumer à un seul. De plus, tous ne sont pas d'égale importance. Par exemple, les nombres ne faisant intervenir que les densités du continent, du manteau sublithosphérique et de l'eau sont peu susceptibles de varier. Finalement, les nombres sans dimension qui ressortent sont

$$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}, \frac{h_p}{H'_{Lo}}, \frac{X_L}{\delta_p}, \frac{h_p}{\delta_p}, \frac{h_{eau}}{H'_{Lo}}, \frac{h_{eau}}{\delta_p}.$$

Notons que l'élévation initiale du continent (h_{Lo}) n'intervient pas car nous avons choisi comme échelle verticale pour la normalisation l'épaisseur du continent et non son élévation. Comme évoqué précédemment, la raison de ce choix est que l'élévation résulte d'un équilibre hydrostatique et dépend donc des densités des différentes unités (continent, lithosphère océanique, asthénosphère) :

$$h_L = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} H'_L + \frac{\rho - \rho_2}{\rho_2} h_p + \frac{\rho_{eau}}{\rho_2} h_{eau}. \quad (6.13)$$

La hauteur d'eau dépend de l'âge de la plaque océanique. Lorsque la lithosphère vieillit, elle se refroidit, d'où une augmentation de son épaisseur (qui peut être définie thermiquement) et une densification qui entraîne sa subsidence : h_p et h_{eau} croissent donc dans le temps, et sont liées par une relation hydrostatique. Par conséquent, le rapport h_{eau}/δ_p ne varie pas librement, et le rapport h_{eau}/H'_{Lo} dépend de h_p/H'_{Lo} . Nous pouvons donc nous restreindre aux quatre premiers nombres sans dimension, qui varient librement.

Nous avons montré que l'évolution d'une marge passive est bien décrite par celle de la variable Δh (Figure 6.1). Au bout d'un certain laps de temps, Δh se stabilise en effet à une valeur donnée (Δh_f), qui, si elle est négative, indique qu'une subduction a pu s'initier. Le problème que nous traitons peut donc se résumer par

$$\frac{\Delta h_f}{H'_{Lo}} = f \left(\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}, \frac{h_p}{H'_{Lo}}, \frac{X_L}{\delta_p}, \frac{h_p}{\delta_p} \right), \quad (6.14)$$

où f est une fonction dont nous allons déterminer les caractéristiques numériquement. Deux paramètres susceptibles de varier sur Terre n'interviennent pas dans l'Équation 6.14 : la longueur de la plaque océanique et la viscosité du continent. Nous vérifierons que la valeur de Δh_f est effectivement indépendante de ces deux paramètres. Notre analyse a mis en évidence quatre nombres sans dimension. Pour établir l'importance respective de chacun d'entre eux, il nous faut considérer leur gamme de variation possible pour des cas géologiques. Nous discutons des valeurs des divers paramètres impliqués dans notre modèle dans le paragraphe suivant.

6.3 Gammes de variation des paramètres géologiques

6.3.1 Manteau

La seule caractéristique du manteau qui intervient dans nos calculs est sa densité (ρ_2). Nous supposons un manteau homogène : cette hypothèse, qui a longtemps été largement admise, est aujourd'hui plus discutée (e.g., *Anderson*, 2006). Elle reste toutefois acceptable au premier ordre, et est par ailleurs requise par une étude générale comme l'est celle que nous proposons. La densité du manteau a été estimée à partir de données géophysiques diverses (gravité, élévation, flux de chaleur, données sismologiques), ainsi que par des études pétrologiques et géochimiques. *Afonso et al.* (2008) ont récemment proposé un modèle de densité pour la lithosphère et le manteau supérieur sublithosphérique intégrant des données des différents types (Figure 6.4). Le manteau est appauvri par l'extraction de la croûte à proximité de la dorsale, d'où de plus faibles densités, avec un minimum de l'ordre de 3250 kg.m^{-3} . La densité augmente avec la profondeur. Toutefois, l'approfondissement de la base de la lithosphère avec l'âge n'est pas suffisant pour avoir un effet significatif sur la densité du manteau sous-jacent. Pour des lithosphères d'âge supérieur à 25 Ma, la densité du manteau sublithosphérique est relativement homogène (environ 3325 kg.m^{-3}). Ce qui importe pour notre étude n'est en fait pas la valeur exacte de ce paramètre, mais la différence de densité entre plaque océanique et manteau sous-jacent.

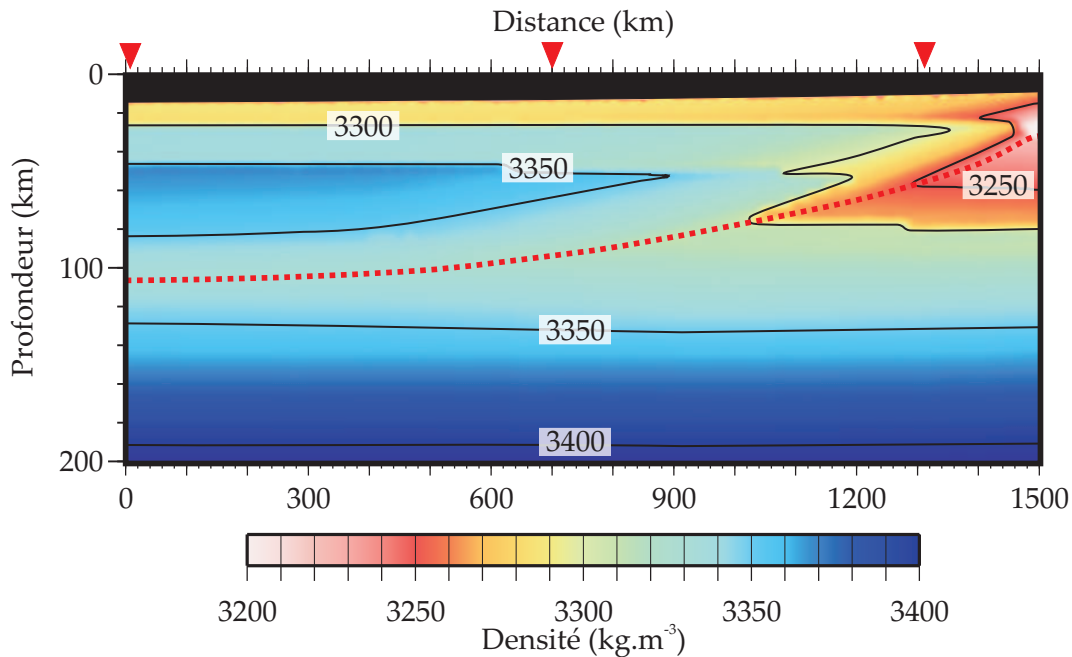


Fig. 6.4: Densité de la lithosphère océanique et du manteau sublithosphérique jusqu'à une profondeur de 200 km. Les contours indiquent les densités en kg.m^{-3} . La ligne rouge correspond à la profondeur de l'isotherme 1300°C . Les triangles rouges marquent là où la lithosphère a 10, 40 et 90 Ma (de droite à gauche). Figure extraite d'Afonso et al. (2008).

6.3.2 Plaque océanique

Densité Comme nous l'avons déjà évoqué (Section 1.2), déterminer une densité moyenne de plaque océanique n'est pas chose aisée. La lithosphère océanique n'est pas homogène. Trois unités peuvent être distinguées : une croûte de composition basaltique, du manteau péridotitique appauvri par la fusion partielle ayant produit les basaltes, et du manteau péridotitique non appauvri (*Oxburgh et Parmentier, 1977*). Le profil de densité de la plaque océanique dépend du modèle d'extraction de la croûte que l'on considère, et de la structure thermique, le refroidissement avec l'âge induisant une densification. Jusqu'à très récemment, toutes les études publiées s'accordaient sur le fait qu'avec l'âge, la plaque océanique acquière une flottabilité négative. Elles divergeaient en revanche sur l'âge auquel ceci se produit. À partir de considérations minéralogiques (pour l'aspect compositionnel) et bathymétriques (pour l'aspect thermique), *Oxburgh et Parmentier (1977)* établissent que la lithosphère océanique ne devient gravitationnellement instable qu'au bout de 40 à 50 Ma. *Cloos (1993)* affirme au contraire que la densité de la plaque océanique devient supérieure à celle du manteau sous-jacent dès 10 Ma, sur la base de calculs isostatiques. Un âge intermédiaire de 26 Ma est proposé par *Mueller et Phillips (1991)*. Aujourd'hui, l'acquisition par la lithosphère océanique d'une flottabilité négative est remise en question. *Hynes (2005)* estime à partir du modèle thermique de *Parsons et Sclater (1977)* et de calculs minéralogiques que la lithosphère devient, au bout de 10 à 15 Ma, plus dense que l'asthénosphère présente au niveau des rides océaniques, mais n'est jamais plus dense que le manteau sous-jacent. Des conclusions du même ordre sont

obtenues par une étude d'*Afonso et al.* (2007), intégrant physique des minéraux et données géochimiques, pétrologiques et géophysiques. La lithosphère océanique deviendrait instable par rapport au manteau adiabatique au bout de 30 Ma, mais le contraste de densité resterait limité, avec une valeur moyenne de $\rho_2 - \rho$ n'excédant jamais 40 kg.m^{-3} . Comme *Hynes* (2005), *Afonso et al.* (2007) estiment que la densité moyenne de la lithosphère océanique demeure en revanche toujours inférieure à celle du manteau sublithosphérique. Dans notre modèle, c'est bien le contraste entre la densité de la plaque océanique et celle du manteau sous-jacent (que nous avons fixée à 3300 kg.m^{-3}) qui intervient. Devant l'incertitude existante sur les valeurs des densités, il nous faut envisager la possibilité d'initier des subductions sur Terre aussi bien avec des plaques plus denses que le manteau sublithosphérique qu'avec des plaques moins denses.

Longueur La longueur L de la plaque océanique peut être approximativement définie par la distance la plus courte entre la dorsale où est générée la plaque et la marge passive. Pour l'Atlantique, cette distance est de l'ordre du millier de kilomètres. Pour des océans plus jeunes, elle sera de l'ordre de la centaine de kilomètres.

Coefficients élastiques Dans notre modèle, les propriétés élastiques de la lithosphère sont rassemblées dans un paramètre A . Nous avons défini A en fonction des coefficients de Lamé ($A = \lambda + 2\mu$). Ce paramètre peut cependant être exprimé de diverses manières en utilisant les relations entre les coefficients élastiques (voir par exemple *Turcotte et Schubert* (1982)). A s'écrit notamment en fonction du coefficient de Poisson ν et du module d'Young E (qui sont plus souvent employés dans les études géologiques que les paramètres de Lamé)

$$A = \frac{(1 - \nu)}{(1 - 2\nu)(1 + \nu)} E.$$

La connaissance des propriétés élastiques de la lithosphère repose en partie sur la modélisation, par des calculs de physique des minéraux, de données acquises en laboratoire (e.g., *Afonso et al.*, 2005). Les propriétés élastiques dépendent de l'assemblage minéralogique considéré, ainsi que des conditions de pression et température (e.g., *Anderson*, 1988). La différence d'échelle entre les minéraux sur lesquels sont effectués les mesures en laboratoire et la lithosphère, ainsi que l'hétérogénéité de la lithosphère (notamment, la présence de failles dans la partie crustale) implique que les données acquises expérimentalement doivent être considérées avec prudence. Elles donnent toutefois les ordres de grandeurs à adopter. Pour le module

Densité ρ	3250 - 3350 kg.m^{-3} ?
Longueur L	0 - 1000 km
Coefficient de Poisson ν	0.23 - 0.33
Module d'Young E	50 - 100 GPa
Épaisseur élastique h_p	5 - 70 km

Tab. 6.2: Valeurs des paramètres pour la plaque océanique.

d'Young, les estimations sont comprises entre quelques dizaines à un peu plus d'une centaine de gigapascals (e.g., Bass, 1995; Afonso *et al.*, 2005) (~ 20 GPa pour les roches crustales, ~ 50 - 150 GPa pour le manteau lithosphérique). Pour le coefficient de Poisson, les mesures réalisées en laboratoire (e.g., Christensen, 1996) peuvent être complétées par des données sismologiques, car le coefficient de Poisson se déduit directement à partir des vitesses des ondes P et S (e.g., Shaw, 1994). Les valeurs obtenues pour la lithosphère océanique sont bornées entre 0.23 et 0.33 (les facteurs de variation étant notamment la composition, la teneur en eau et la porosité). Les variations du coefficient de Poisson ne jouant pas un rôle significatif pour notre étude, nous le fixons à 0.25.

Épaisseur élastique L'épaisseur élastique est déterminée à partir de la flexure de la lithosphère océanique, essentiellement au niveau des fosses de subduction et des monts océaniques (e.g., McNutt et Menard, 1978; Caldwell et Turcotte, 1979). De nombreuses estimations

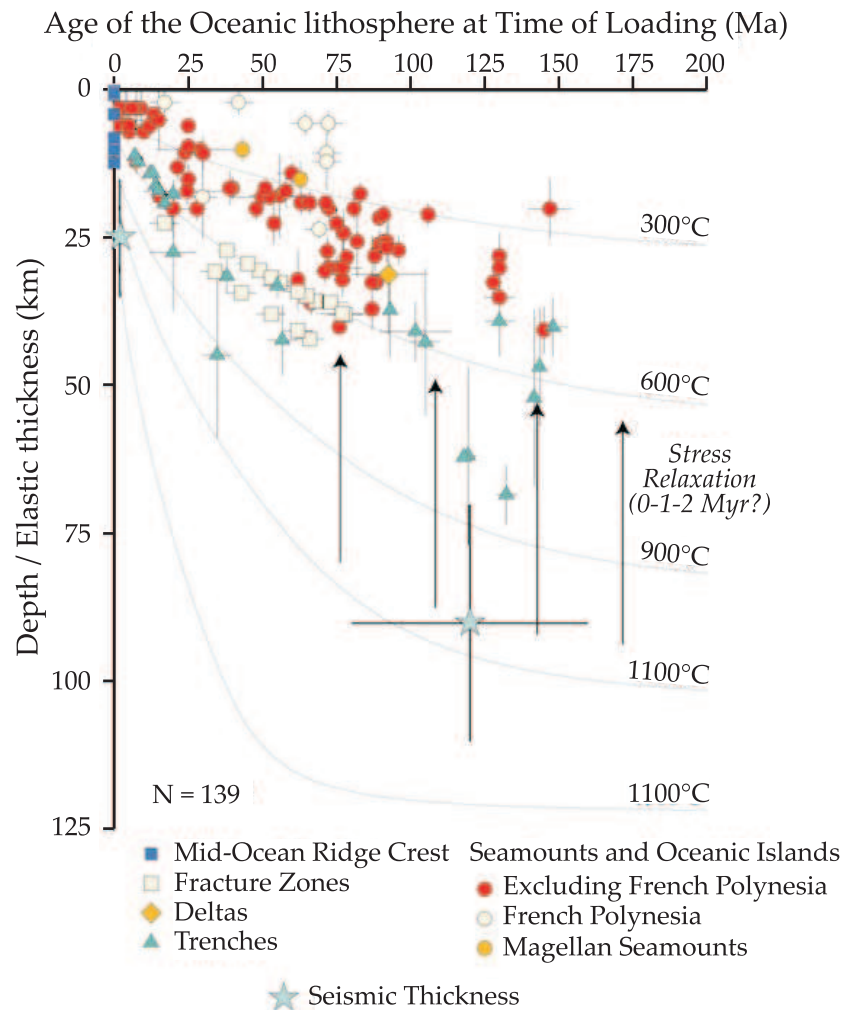


Fig. 6.5: Épaisseur élastique de la lithosphère océanique en fonction de son âge au moment du chargement. Les isothermes indiquées sont basées sur le modèle de Parsons et Sclater (1977). Figure extraite de Watts et Zhong (2000).

en ont été proposées, sur la base de données bathymétriques, sismologiques et gravimétriques. Les compilations des valeurs d'épaisseurs élastiques déterminées en différents lieux montrent que cette épaisseur dépend de l'âge de la plaque au moment de son chargement (Figure 6.5)(*Calmant et al.*, 1990; *Watts et Zhong*, 2000). Elle semble en général se situer entre les profondeurs des isothermes 300 et 600°C, soit entre 5 et 50 km environ (selon l'âge considéré). Des épaisseurs élastiques plus importantes sont obtenues au niveau de certaines fosses de subduction, mais n'excèdent pas 70 km (*Wessel*, 1992; *Watts et Zhong*, 2000).

6.3.3 Croûte continentale

Densité La densité de la croûte continentale n'est pas un paramètre déterminant dans notre modèle. Ses estimations, dérivées notamment d'études sismologiques et gravimétriques, sont comprises entre 2700 et 2900 kg.m⁻³ (e.g., *Christensen et Mooney*, 1995).

Rhéologie Dans nos calculs, le continent est modélisé par une couche homogène de fluide visqueux newtonien. La rhéologie des continents est en réalité complexe et reste débattue.

Une approche possible pour l'étudier est d'utiliser des enveloppes rhéologiques établies en laboratoire pour des assemblages de minéraux particuliers. Dans ce cas, des lois établies à petite échelle (microscopique pour les expériences effectuées sur des minéraux, centimétrique pour des échantillons rocheux) sont extrapolées à la croûte dans son ensemble, ce qui est discutable. De plus, contrairement à la croûte océanique, la croûte continentale est très hétérogène : elle comprend toutes sortes de lithologies (e.g., *Rudnick et Gao*, 2003). Les données sismologiques montrent qu'on peut diviser la croûte continentale en trois couches : supérieure, intermédiaire et inférieure (e.g., *Christensen et Mooney*, 1995). Les propriétés de la partie supérieure, qui peut être directement échantillonnée, sont mieux connues que celles des zones plus profondes. Malgré la variété des assemblages rocheux, on peut établir une composition moyenne pour la croûte supérieure, qui est granodioritique. L'exercice est plus délicat pour les couches inférieures qui ne sont connues que par des moyens indirects (études d'affleurements métamorphiques, de xénolithes, données sismologiques et de flux de chaleur). Il est admis que la composition moyenne de la croûte inférieure est mafique, mais dans le détail, les estimations proposées sont variables. De la stratification compositionnelle résulte une stratification rhéologique, avec une croûte supérieure plus résistante que la croûte inférieure. Cette dernière est en général considérée, sur la base d'extrapolations de mesures en laboratoire, comme se déformant par fluage ductile (e.g., *Ranalli et Murphy*, 1987; *Watts et Burov*, 2003). Un certain nombre d'études reposant sur des données sismologiques affirment toutefois que la croûte inférieure présenterait une résistance non négligeable, supérieure à celle du manteau sous-jacent (e.g., *Maggi et al.*, 2000; *Jackson*, 2002b). Outre la composition, la structure thermique des continents influence fortement leur rhéologie (e.g., *Afonso et Ranalli*, 2004).

L'extrapolation à l'échelle de la croûte continentale de profils de résistance établis en laboratoire est donc discutable. Devant ces difficultés, un tout autre type d'approche a été développé. Il consiste à établir des modèles rhéologiques sur la base d'observations de déformations à grande échelle. Ces modèles se divisent en deux catégories. Dans l'une, on

considère que la déformation se distribue sur des réseaux de failles, conduisant à une structure en blocs (modèles discrets) (e.g., *King et al.*, 1994; *Thatcher*, 1995; *Jackson*, 2002a). Dans l'autre, la déformation est supposée continue, visqueuse ou plastique (e.g., *Bird et Piper*, 1980; *England et McKenzie*, 1982; *Sonder et England*, 1986).

Pour notre étude, la rhéologie du continent n'est pas un facteur déterminant. Nous avons choisi de modéliser la croûte continentale par un matériau visqueux car l'étalement d'un milieu fragile et cassant est difficile à décrire à l'échelle de la frontière océan-continent. Nous pourrions utiliser les lois d'un milieu granulaire par exemple avec un substratum plastique voire visqueux pour représenter la croûte inférieure (e.g., *Martinod et al.*, 2000). Une telle complexification n'est pas nécessaire puisque nous cherchons essentiellement à déterminer les différents comportements de la plaque élastique, qui ne dépendent que de la charge et de son extension au cours du temps. Une autre rhéologie que celle que nous avons adoptée aurait pour effet de changer la constante de temps et sans doute la forme détaillée de la croûte chevauchante. Nous avons vérifié que la propagation d'une charge de forme triangulaire avait les mêmes conséquences sur le comportement de la plaque élastique que ce observé lors de l'étalement d'un fluide visqueux.

Modéliser le continent par un fluide visqueux newtonien homogène constitue l'approche la plus simple. Il reste toutefois difficile de déterminer quelle valeur de viscosité adopter. Les estimations pour la croûte inférieure sont comprises entre 10^{18} et 10^{20} Pa.s (*Kruse et al.*, 1991; *Kaufman et Royden*, 1994; *McKenzie et al.*, 2000). Elles constituent une borne inférieure si l'on s'intéresse à la croûte dans son ensemble. À l'échelle de la lithosphère, des viscosités allant jusqu'à 10^{22} Pa.s sont suggérées par les études de rebond post-glaciaire (*Peltier et Drummond*, 2008). Des viscosités continentales moyennes comprises entre 10^{20} et 10^{22} Pa.s semblent donc raisonnables. Ces valeurs sont celles de la viscosité réelle η_1 , mais comme nous l'avons montré, la viscosité apparente η'_1 qui intervient dans nos calculs en est peu différente ($\eta'_1 \approx 1.6 \times \eta_1$).

Épaisseur La variable H'_{Lo} qui intervient dans nos calculs est plus précisément l'épaisseur moyenne du continent sur la distance X_L , avant que ne débute l'amincissement lié à l'étalement gravitaire. Comme nous nous plaçons au niveau d'une marge passive, où l'épaisseur de la croûte continentale peut varier fortement sur des distances limitées, la valeur de H'_{Lo} dépendra de celle de X_L : plus nous considérons une grande distance (*i.e.*, de plusieurs centaines de kilomètres), plus l'épaisseur H'_{Lo} sera proche de la 'normale', c'est-à-dire des valeurs estimées dans les régions continentales stables. Les études sismologiques indiquent que les épaisseurs crustales dans ces régions stables sont comprises entre 35 à 45 km (*Christensen et*

Densité ρ_1	2700 - 2900 kg.m ⁻³
Viscosité η_1	10^{20} - 10^{22} Pa.s
Épaisseur H'_{Lo}	35 - 40 km
Distance caractéristique d'amincissement X_L	100 - 500 km ?

Tab. 6.3: Valeurs des paramètres pour la croûte continentale.

Mooney, 1995; *Mooney et al.*, 1998), valeurs de l'ordre de la moyenne à l'échelle globale (par exemple estimée à 38 km par *Mooney et al.* (1998)). L'épaisseur continentale à adopter pour de plus faibles distances X_L est discutable. Une marge passive est le résultat d'un processus de rifting extrême du continent ayant conduit à une ouverture océanique (e.g., *Whitmarsh et al.*, 2001). Comme évoqué dans la Section 3.1, la majorité des marges passives sont caractérisées par une croûte continentale fortement amincie qui est en général attribuée à ces phases de rifting et ouverture océanique. Si cela est effectivement le cas, alors pour des valeurs de X_L de l'ordre de la centaine de kilomètres, nous pouvons envisager des épaisseurs crustales moyenne réduites à une dizaine de kilomètres. Toutefois, l'étude effectuée au moyen de fonctions-récepteurs sur la jeune marge arabe de la Mer Rouge par *Al-Damegh et al.* (2005), suggère que les processus de rifting pourraient au contraire aboutir à des marges relativement abruptes, qui ne s'étendraient que postérieurement. Si nous adoptons ce point de vue, l'épaisseur moyenne du continent sur une distance X_L quelle qu'elle soit doit rester proche de la normale. Enfin, outre les variations spatiales, nous pouvons envisager de possibles variations temporelles de l'épaisseur moyenne des continents, à l'échelle des temps géologiques. Devant ces incertitudes, nous ferons varier les épaisseurs H'_{Lo} dans une gamme relativement large (~ 25 -60 km). Les valeurs supérieures de cet intervalle sont peut-être à exclure pour les cas géologiques. Elles impliquent la présence d'une croûte continentale épaissie à proximité de la marge. Une telle configuration est observée au niveau de certaines marges actives (par exemple, celles d'Amérique du Sud), mais il ne semble pas y avoir d'exemples actuels pour des marges passives.

Distance caractéristique d'amincissement (X_L) La largeur sur laquelle s'amincit le continent est certainement le paramètre de notre modèle dont les valeurs géologiques sont les moins bien contraintes. Une estimation d'ordre de grandeur pour X_L peut être effectuée à partir de l'observation de marges passives actuelles. Toutefois, dans notre modèle, nous faisons une simplification en décrivant la déformation du continent comme un amincissement homogène sur une distance X_L d'une part, et un étalement sur la lithosphère océanique de l'autre. Dans des conditions réalistes, l'épaisseur du continent diminue progressivement de sa valeur 'normale' à zéro. Ceci est observable par exemple sur la Figure 6.6, extraite de *Scheck-Wenderoth et al.* (2007), qui montre les taux d'amincissement de la croûte continentale calculés pour la marge de Norvège. L'amincissement s'effectue sur une distance de l'ordre de 500 km. Dans les calculs que nous avons eu l'occasion de montrer précédemment (Figures 6.2, 6.3), l'avancée du continent sur la plaque océanique était comprise entre 100 et 300 km environ au bout de quelques dizaines millions d'années (ordre de grandeur de l'âge de l'ouverture océanique au niveau de la marge de Norvège). Nous pouvons donc proposer qu'une valeur de X_L de l'ordre d'une centaine à quelques centaines de kilomètres serait dans ce cas raisonnable. La marge de Norvège étudiée par *Scheck-Wenderoth et al.* (2007) est particulièrement étendue. L'amincissement est souvent observé sur des distances plus faibles, de l'ordre de 150 à 200 km (voir par exemple l'article de *Crosby et al.* (2008) portant sur les marges conjuguées Terre-Neuve/ibérique). Des valeurs de X_L de quelques dizaines de kilomètres sont alors en-

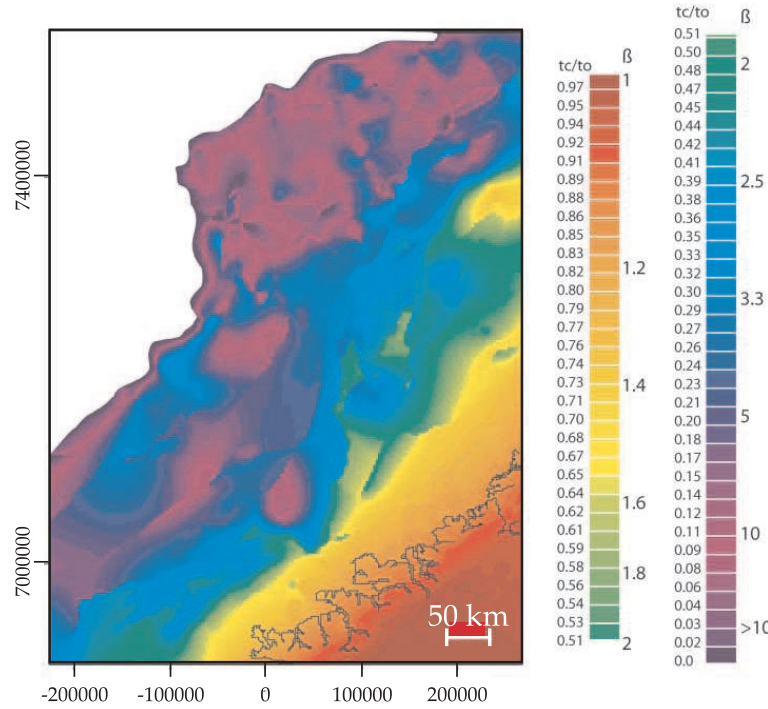


Fig. 6.6: Carte de la marge de Norvège (en coordonnées UTM33) illustrant l'amincissement de la croûte continentale cristalline. t_c/t_o est le rapport de l'épaisseur observée de cette croûte continentale sur la valeur initiale supposée (35 km). Le rouge foncé correspond à $t_c/t_o \sim 1$, le violet à $t_c/t_o \sim 0$. La correspondance en terme de taux d'étirement β est aussi indiquée. Le passage d'une épaisseur de croûte continentale normale à une épaisseur quasi nulle s'effectue sur une distance de l'ordre de 400 à 500 km. Figure extraite de Scheck-Wenderoth et al. (2007).

visageables. La distance X_L est donc susceptible de varier sur près d'un ordre de grandeur suivant les régions. Une probable cause de ses variations est la résistance du continent, qui va dépendre notamment de sa structure thermique. Par ailleurs, il se peut que la largeur sur laquelle la croûte continentale s'amincit soit modifiée au cours du temps.

6.3.4 Bilan

En résumé, trois points doivent être soulignés.

Les valeurs à adopter pour les divers paramètres du modèle ne sont pas connues avec une égale précision. La densité de la lithosphère océanique fait débat : il nous faudra envisager aussi bien des flottabilités positives que négatives par rapport au manteau sous-jacent. H'_{Lo} et X_L sont difficiles à estimer. Pour H'_{Lo} , nous pouvons prendre l'épaisseur moyenne de la croûte continentale, dont des estimations relativement précises sont disponibles. Il n'est cependant pas certain que cela soit représentatif de l'épaisseur de la croûte au niveau d'une marge passive venant de se former. La valeur à adopter pour la distance X_L est encore plus incertaine. Ce paramètre de notre modèle ne peut être évalué directement sur Terre. Nous pouvons seulement en donner des ordres de grandeur.

D'autre part, comme montré par l'analyse dimensionnelle, tous les paramètres de notre modèle ne sont pas déterminants. Ainsi, la longueur de la plaque océanique, bien que variable, ne semble pas avoir d'influence. Pour un contexte donné, la viscosité de la croûte continentale ne modifierait que l'échelle de temps sur laquelle les processus se déroulent.

Enfin, sur Terre, certains paramètres sont plus susceptibles de varier que d'autres. Les densités de la croûte continentale et du manteau n'évolueront pas significativement sur quelques dizaines de millions d'années, et n'ont pas de raison de différer d'une marge à l'autre. Au contraire, la densité de la lithosphère océanique augmente à mesure qu'elle se refroidit. De même, l'épaisseur élastique de la plaque océanique évolue dans le temps : un ordre de grandeur sépare l'épaisseur élastique des lithosphères les plus jeunes de celle des lithosphères les plus âgées. Pour l'épaisseur continentale, nous pouvons envisager des valeurs légèrement différentes selon les marges. Cela est également le cas pour la distance d'amincissement X_L .

6.4 Influences sur l'évolution d'une marge passive

6.4.1 Influence de la longueur de la plaque océanique

Les résultats de l'analyse dimensionnelle ne font pas intervenir la longueur de la plaque océanique. Pour montrer que ce paramètre ne joue effectivement pas de rôle dans notre modèle, nous présentons trois calculs, pour lesquels tous les paramètres sont égaux excepté la longueur de la plaque océanique (Figure 6.7). Nous observons que quelle que soit la valeur de L (600, 800 ou 1000 km), les résultats obtenus sont identiques.

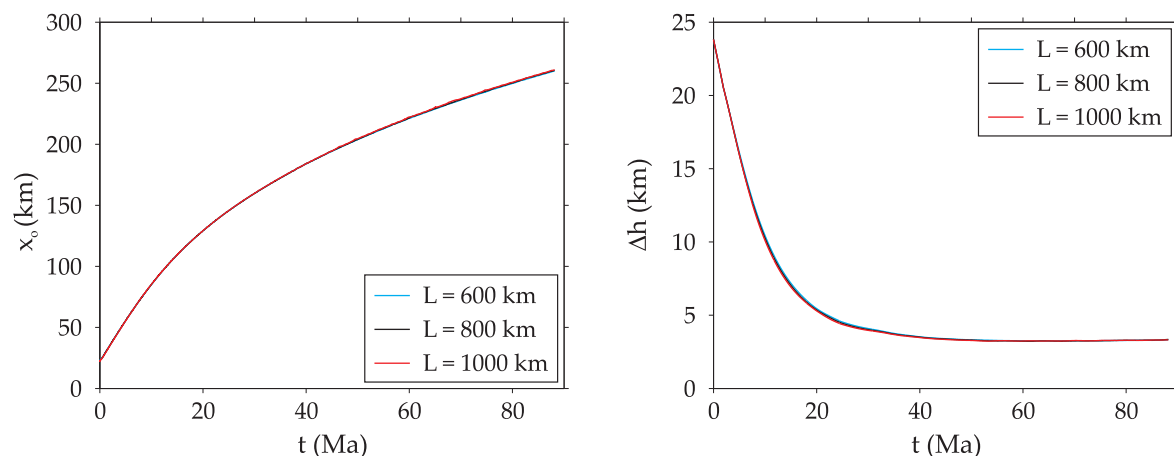


Fig. 6.7: Évolution temporelle de l'avancée du front continental x_o (à gauche), et de la variable Δh (à droite) pour trois calculs où tous les paramètres sont égaux (voir valeurs en Annexe C) excepté la longueur de la plaque océanique. Les résultats obtenus sont identiques.

La manière la plus simple d'expliquer cela est de se référer au modèle élastique classique (hypothèse de petits déplacements), pour lequel existe une solution analytique. La force de rappel hydrostatique (liée à la différence de densité entre les milieux de part et d'autre de la plaque élastique) induit un bombement flexural (Figure 6.8). La solution analytique dérivée

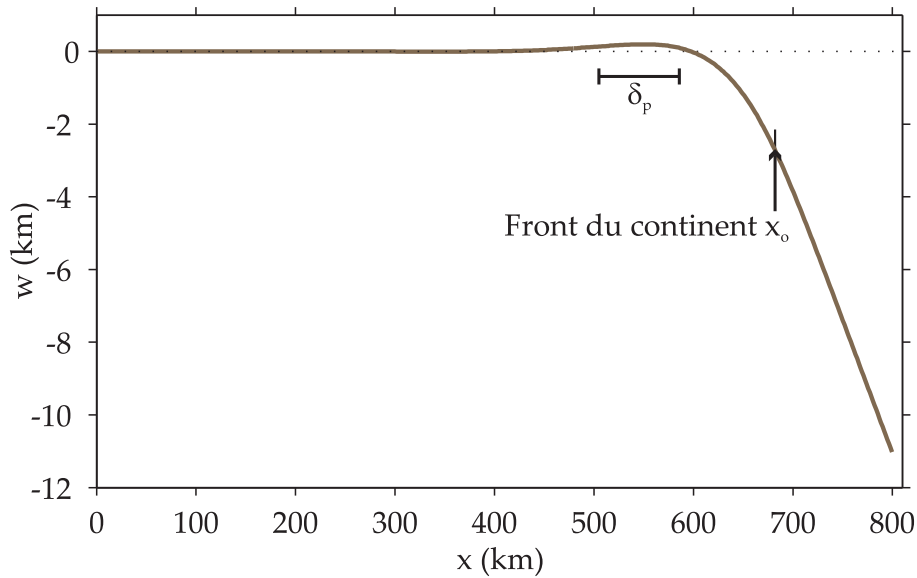


Fig. 6.8: Profil d'une plaque océanique élastique fléchie, représenté avec une échelle verticale exagérée pour améliorer la visibilité du bombement. La version du même profil dans un repère où les échelles horizontale et verticale sont égales est montrée par la Figure 6.2 ($t = 41$ Ma). La longueur d'onde du bombement est de l'ordre du paramètre flexural δ_p . Le chargement de la plaque n'est pas ressenti à une distance très supérieure à δ_p .

dans le modèle élastique classique permet de calculer la position du sommet du bombement (qui correspond au maximum de w) (e.g., *Caldwell et al.*, 1976). Le sommet du bombement se situe à une distance $\pi\delta_p/4$ de là où la déflexion s'annule, avec δ_p , le paramètre flexural (défini dans l'Équation 6.4). La longueur d'onde du bombement est de l'ordre de δ_p . Ainsi la flexure élastique de la plaque n'affecte celle-ci que sur une distance finie, de l'ordre de δ_p , au-delà du point où la déflexion passe de négative à positive. La longueur de la plaque est sans importance, tant que nous prenons des valeurs de L très supérieure à δ_p (ce qui est le cas). La condition $L \gg \delta_p$ est clairement vérifiée sur Terre pour les marges passives bordant l'Atlantique ($L \sim 1000$ km, $\delta_p \sim 100$ km). Nous pouvons supposer que cela est également le cas pour des marges plus jeunes. En effet, pour une marge jeune, la plaque océanique est moins longue mais elle est aussi moins épaisse et moins rigide, d'où une valeur de δ_p plus faible. Par exemple, pour une épaisseur élastique de 5 km et avec un module d'Young de 30 GPa, le paramètre flexural δ_p est réduit à 18.2 km.

6.4.2 Influence de la viscosité de la croûte continentale

Nous avons montré que la viscosité de la croûte continentale n'intervient que dans la constante de temps (Section 6.2, Équation 6.9). Nous vérifions ce résultat en procédant à des calculs pour lesquels tous les paramètres sont identiques, excepté la viscosité du continent. Celle-ci varie dans une gamme de valeurs géologiques, soit entre 10^{20} à 10^{22} Pa.s.

Dans la colonne de gauche de la Figure 6.9, nous observons que l'évolution des variables

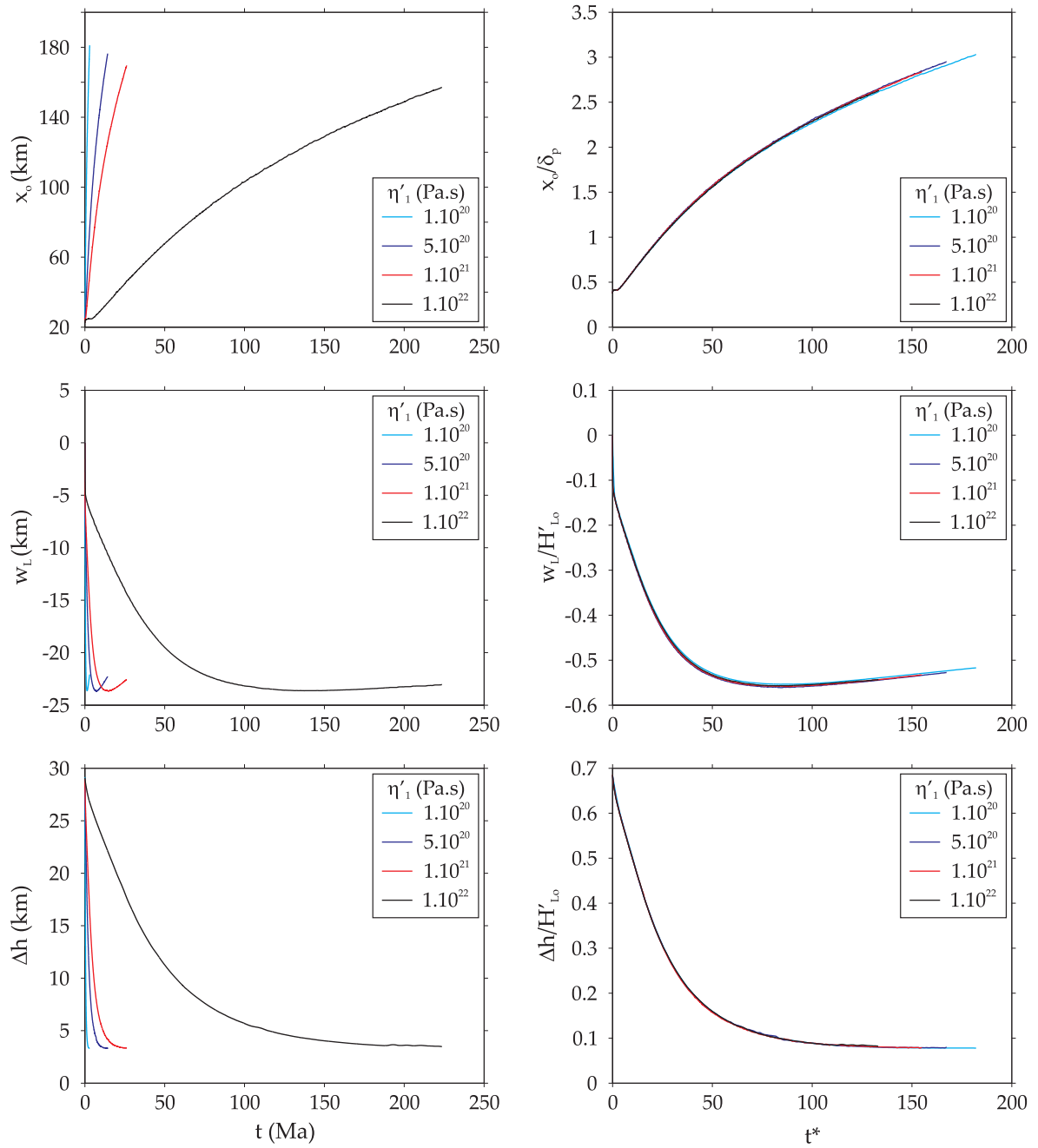


Fig. 6.9: Évolution temporelle de l'avancée du front continental x_o , de la profondeur de l'extrémité plongeante de la plaque océanique w_L , et de la différence Δh entre cette profondeur w_L et la base du continent, pour quatre calculs où seule la viscosité diffère. L'ensemble des valeurs des paramètres est résumé dans l'Annexe C. La colonne de droite montre les mêmes résultats que celle de gauche, mis sans dimension. Les échelles H'_{Lo} et δ_p sont identiques pour les quatre exemples illustrés ici ; l'échelle de temps $[t]$ est différente. La mise sans dimension permet de montrer que la viscosité du continent n'affecte que la variable temps.

w_L , x_o et Δh se fait sur une échelle de temps dépendant de la viscosité, mais que la variable Δh semble se stabiliser autour de la même valeur dans tous les cas. La colonne de droite, qui représente les mêmes variables mises sans dimension, en apporte la confirmation. Mis sans dimension, les quatre calculs effectués pour des viscosités couvrant deux ordres de grandeurs se superposent. Ceci confirme que l'échelle de temps $[t]$ établie par l'analyse dimensionnelle est appropriée. De plus, nous vérifions bien que la viscosité du continent influence uniquement le temps sur lequel les phénomènes étudiés vont se produire. Cela va toutefois avoir des effets indirects. Plus la viscosité est élevée, plus l'étalement du continent sur la plaque océanique va nécessiter un temps long, pendant lequel la lithosphère océanique va se refroidir, donc s'épaissir et se densifier.

6.4.3 Influence du rapport h_p/δ_p

L'un des nombres sans dimension que nous avons mis en évidence est le rapport de l'épaisseur élastique h_p sur le paramètre flexural δ_p (Section 6.2). En reprenant l'expression du paramètre flexural (Équation 6.4), nous pouvons écrire ce rapport

$$\frac{h_p}{\delta_p} = \left(\frac{\Delta \rho g h_p}{A} \right)^{\frac{1}{4}}.$$

Le nombre sans dimension h_p/δ_p ne fait donc intervenir que des paramètres élevés à la puissance un quart, ce qui suggère que ses variations vont être limitées. Ceci est d'autant plus vrai que les paramètres impliqués sont contraints dans des gammes de valeurs peu étendues. C'est le cas pour la variable $\Delta \rho$, différence entre la densité du manteau sous la plaque et celle de l'eau qui la surplombe, et pour le paramètre élastique A (voir Section 6.3). Sur Terre, les variations du nombre h_p/δ_p sont donc essentiellement dues à celles de l'épaisseur élastique. En prenant en compte la gamme de valeurs géologiques de h_p et l'incertitude sur les autres paramètres, nous obtenons que le rapport h_p/δ_p est borné entre 0.20 et 0.35 environ.

Pour étudier l'influence du nombre h_p/δ_p , nous pouvons le faire varier par le biais de n'importe lequel des paramètres qui le définissent. Si nous modifions la valeur de h_p , nous devons traiter des variations de l'épaisseur d'eau h_{eau} qui en résultent. Il est donc plus simple de jouer sur un autre paramètre, par exemple, le module d'Young. Les rapports h_{eau}/H'_{Lo} et h_{eau}/h_p demeurent ainsi inchangés. Il en est de même pour le nombre h_p/H'_{Lo} . Nous maintenons le rapport de distance X_L/δ_p constant en faisant varier X_L proportionnellement à δ_p .

La Figure 6.10 présente une série de calculs pour laquelle tous les nombres sans dimension du problème sont invariants excepté h_p/δ_p . Des variations de h_p/δ_p dans la gamme de valeurs géologiques induisent des $\Delta h_f/H'_{Lo}$ entre -0.010 et -0.014, ce qui correspond à des différences Δh_f entre -350 m et -490 m. Une variation d'une centaine de mètres est en fait peu supérieure à l'incertitude sur nos résultats (incertitude liée notamment au bruit numérique créé par la discrétisation). Cela explique d'ailleurs la dispersion des points. Une tendance générale semble toutefois se dessiner, avec une diminution de $\Delta h_f/H'_{Lo}$ pour des valeurs croissantes de h_p/δ_p . Pour vérifier cette observation, nous prolongeons l'intervalle de variation de h_p/δ_p , en

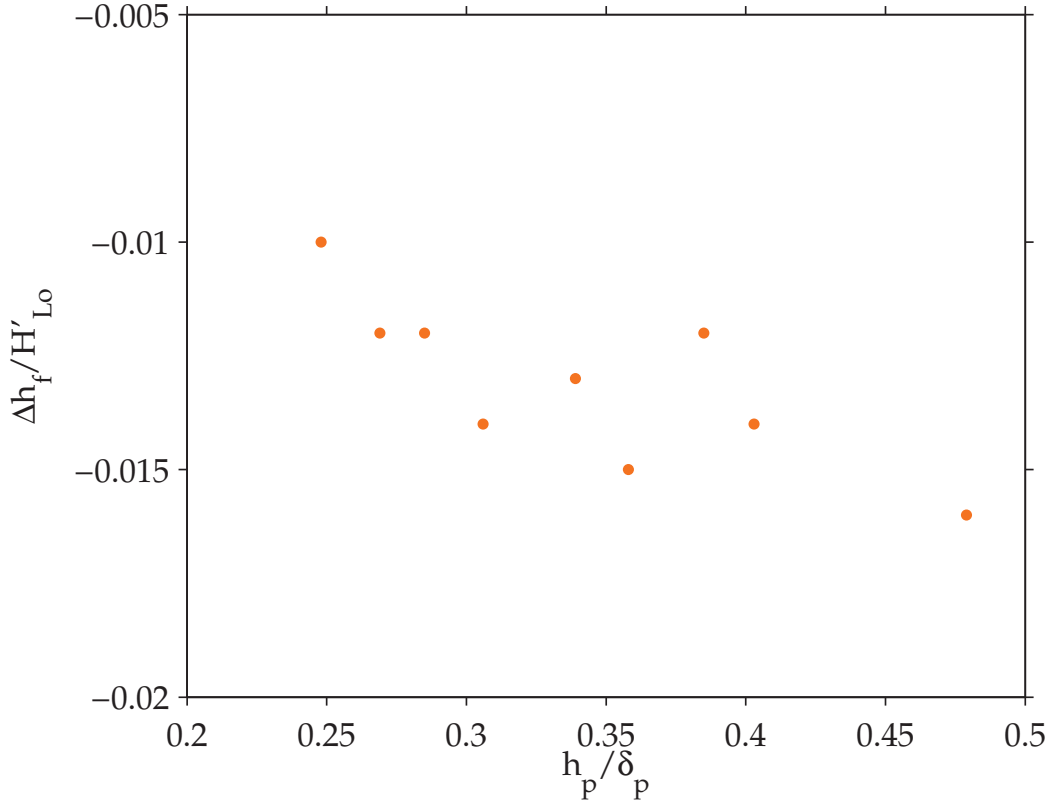


Fig. 6.10: Relation entre Δh_f^* et le nombre sans dimension h_p/δ_p . L'ensemble des paramètres correspondant aux calculs montrés est donné dans l'Annexe C. Les valeurs géologiques de h_p/δ_p sont entre 0.20 et 0.35. Δh_f^* décroît légèrement lorsque h_p/δ_p augmente.

envisageant des valeurs supérieures à celles réalistes pour la Terre. La tendance est confirmée, bien qu'elle reste légère (avec une valeur minimale de Δh_f de -560 m).

En résumé, le nombre sans dimension h_p/δ_p , dont les variations sont limitées si l'on se restreint aux cas géologiques, n'a pas un rôle déterminant dans notre modèle.

6.4.4 Influence des contrastes de densité (nombre $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$)

Nous nous intéressons maintenant au rôle joué par le rapport de densités mis en évidence dans notre analyse dimensionnelle, $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Contrairement au nombre h_p/δ_p , dont les faibles variations possibles laissaient d'emblée présager une influence négligeable, nous considérons ici un rapport qui peut être négatif ou positif. Nous avons montré précédemment le cas d'une plaque plus dense que le manteau sous-jacent ($(\rho_2 - \rho)/\rho_2 < 0$) subductant, et celui d'une plaque moins dense ($(\rho_2 - \rho)/\rho_2 > 0$) ne subductant pas (Figures 6.2 et 6.3). Sur Terre, des subductions de lithosphères océaniques jeunes sont par endroit observées (Jarrard, 1986), alors que certaines plaques vieilles d'une centaine de millions d'années (donc plus denses que les plaques jeunes) n'ont pas subducté (dans l'Atlantique par exemple). De plus, il n'est pas certain que les plaques océaniques deviennent gravitationnellement instables en se refroidissant : comme nous l'avons expliqué, de récentes études suggèrent qu'elles ne seraient jamais

plus denses que le manteau sous-jacent. Il nous faut donc non seulement étudier l'influence du nombre $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ dans notre modèle, mais aussi déterminer si notre théorie permet d'initier la subduction d'une plaque moins dense que le manteau sublithosphérique, ou au contraire d'expliquer que des plaques plus denses que ce manteau ne subduisent pas.

La Figure 6.11 montre la valeur seuil adimensionnée (Δh_f^*) atteinte par la variable Δh en fonction du rapport $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Elle présente deux séries de calculs pour chacune desquelles tous les paramètres sont identiques excepté la densité de la plaque océanique (seul le nombre sans dimension $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ varie donc). Ces deux séries diffèrent entre elles par les nombres sans dimension h_p/δ_p et X_L/δ_p . Nous observons que la valeur seuil Δh_f^* augmente linéairement avec le rapport de densités, dans les deux cas montrés. Une différence majeure existe toutefois entre les deux cas. Dans l'un, l'initiation de la subduction n'est envisageable que pour $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ inférieur à -0.024. Ceci correspond à un contraste de densité entre la plaque et le manteau

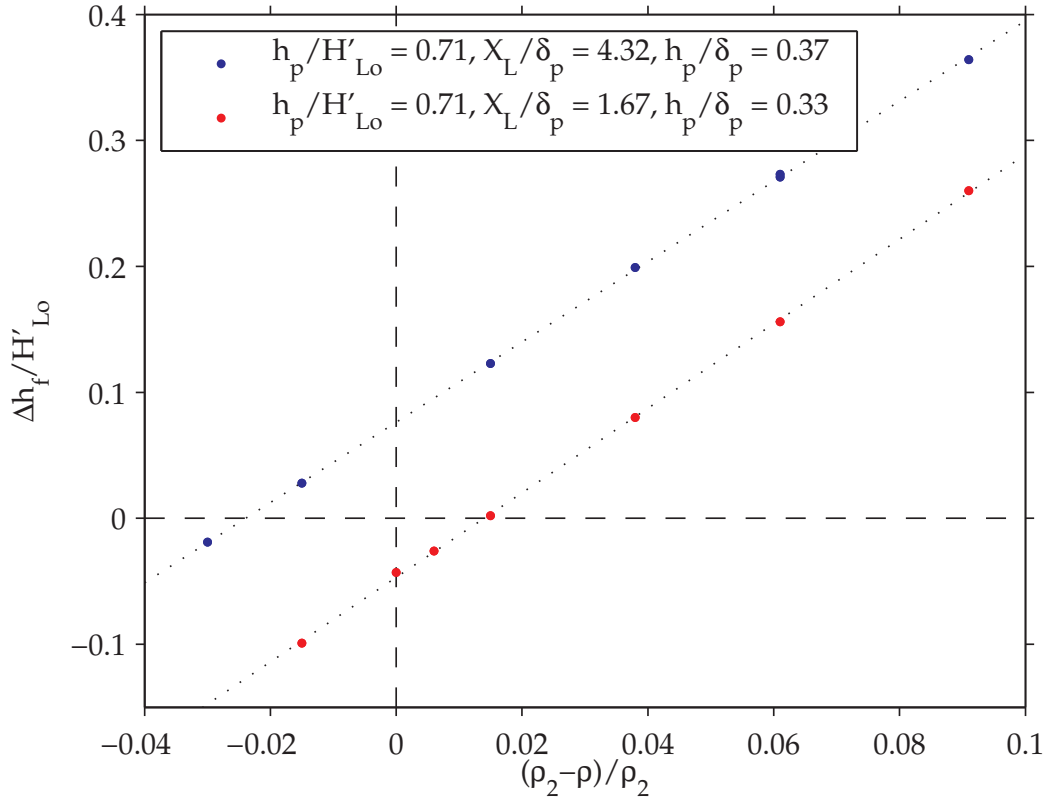


Fig. 6.11: *Seuil atteint par la différence Δh entre la profondeur de l'extrémité plongeante de la plaque océanique et celle de la base du continent, mise sans dimension avec l'épaisseur initiale du continent, en fonction du rapport de densité $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ (ρ étant la densité de la plaque océanique, ρ_2 celle du manteau sous-jacent). L'ensemble des paramètres correspondant aux deux séries de calculs montrées est donné dans l'Annexe C. Une valeur négative de Δh traduit la possibilité d'initier une subduction. Nous observons que cette variable est linéairement liée au rapport de densité, mais dépend également des autres paramètres impliqués dans le modèle.*

sous-jacent de près de 80 kg.m^{-3} , valeur qui semble exclue même par les études concluant à l'acquisition par la plaque, avec l'âge, d'une flottabilité négative. Dans l'autre cas illustré par la Figure 6.11, l'initiation d'une subduction est possible dès des valeurs de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ inférieures à $+0.014$. En d'autres termes, une plaque moins dense de 46 kg.m^{-3} que le manteau sous-jacent pourra entamer une subduction.

Pour que la subduction d'une plaque moins dense que le manteau sous-jacent puisse se développer, il faudra cependant une densification du slab suffisante pour qu'il acquière une flottabilité négative. Une augmentation de la densité de la plaque océanique va effectivement se produire du fait de réactions métamorphiques affectant aussi bien les sédiments que la croûte et le manteau océanique (e.g., *Peacock, 2003; Poli et Schmidt, 1995*). Plusieurs de ces réactions impliquent la transformation de minéraux hydratés, avec libération de quantités d'eau importantes. Les transformations affectent les sédiments à des profondeurs inférieures à dix kilomètres. Les plus importantes quantités d'eau libérée le sont toutefois par la déshydratation de la croûte océanique, dont les premiers kilomètres ont des porosités atteignant les 10% (*Fisher, 1998*). L'eau contenue dans la croûte océanique est expulsée par compaction des pores, et lors de réactions métamorphiques pour la portion intégrée dans des minéraux hydratés. La principale réaction métamorphique se produisant dans la croûte océanique subductée est la formation d'éclogite, roche anhydre relativement dense. La profondeur de cette réaction dépend de la température, mais est susceptible de se produire dès 40 km (*Peacock, 2003*).

La conclusion à retenir de la Figure 6.11 est que le contraste entre la densité de la plaque océanique et celle du manteau sous-jacent joue un rôle dans notre modèle d'initiation de la subduction, mais ne détermine pas à elle seule le résultat obtenu. Pour une valeur donnée du rapport $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$, le destin de la plaque océanique va dépendre d'autres paramètres. Nous avons précédemment montré que le nombre sans dimension h_p/δ_p est peu susceptible de varier et d'exercer un contrôle significatif sur nos résultats. Reste à évaluer l'influence des rapports h_p/H'_{Lo} et X_L/δ_p .

6.4.5 Influence du rapport entre épaisseur élastique de la lithosphère océanique h_p et épaisseur de la croûte continentale H'_{Lo}

L'influence du rapport h_p/H'_{Lo} est illustrée par la Figure 6.12. Trois séries de calculs sont présentées. Au sein de chacune, tous les nombres sans dimension mis en évidence par notre analyse sont constants, excepté le rapport h_p/H'_{Lo} . Les séries diffèrent entre elles par les valeurs de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ et de X_L/δ_p (même contraste de densité mais X_L/δ_p différent, et vice-versa). Nous observons que la valeur adimensionnée de la variable Δh_f est une fonction linéaire décroissante du rapport h_p/H'_{Lo} . Pour une épaisseur élastique de la lithosphère océanique donnée, une faible épaisseur initiale de la croûte continentale favorisera l'initiation de la subduction car une profondeur moins importante devra être atteinte par la plaque océanique pour être immergée dans le manteau. Une subduction pourra donc s'initier avec une flexure de la plaque moins grande que si la croûte continentale est épaisse. Pour une épaisseur initiale du continent donnée, la lithosphère océanique aura d'autant plus de facilités à subduire que

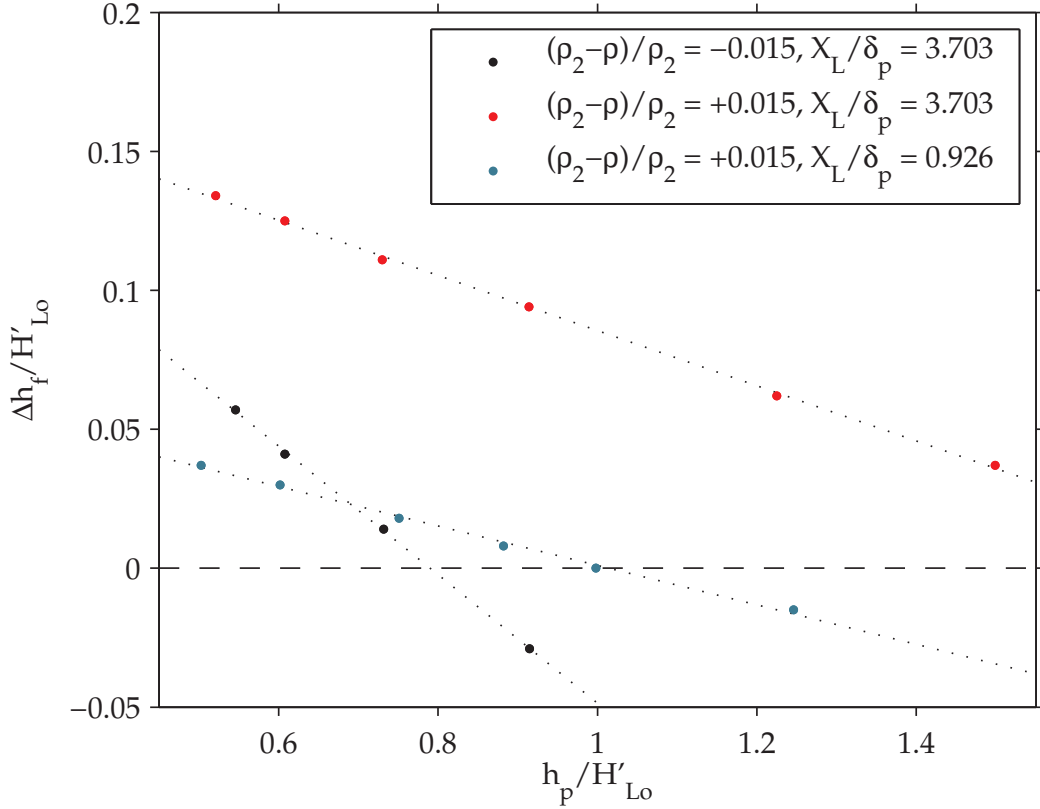


Fig. 6.12: Relation entre Δh_f^* et le nombre sans dimension h_p/H'_{Lo} . L'ensemble des paramètres correspondant aux trois séries de calculs montrées est donné dans l'Annexe C. Une valeur négative de Δh_f^* traduit la possibilité d'initier une subduction. Nous observons que si tous les autres nombres sans dimension sont fixés, Δh_f^* dépend linéairement du rapport h_p/H'_{Lo} . Une valeur élevée de h_p/H'_{Lo} est favorable à l'initiation d'une subduction.

son épaisseur élastique est importante. Cela peut s'expliquer par le poids de la plaque. Selon sa densité, l'épaisseur peut par ailleurs avoir un impact plus ou moins important dans les équilibres hydrostatiques (donc jouer sur l'élévation du continent).

Si nous supposons que les valeurs réalistes de h_p sont comprises entre 5 et 70 km (Figure 6.5) et celles de H'_{Lo} entre 25 et 50 km, une gamme de variation du nombre sans dimension h_p/H'_{Lo} de 0.1 à 2.8 peut être envisagée. Un intervalle plus réduit est montré par la Figure 6.12, mais la tendance linéaire des résultats en rend l'extrapolation facile. Les résultats montrés ici sont valables pour des valeurs géologiques du rapport $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Pour des valeurs plus élevées (supérieures à 0.04, c'est-à-dire non réalistes), qui correspondraient à une plaque beaucoup moins dense que le manteau sous-jacent, la tendance est inversée (Figure D.1b, Annexe D). Plus la plaque océanique est épaisse, plus sa subduction est difficile, ce qui peut s'expliquer en partie par le fait que l'élévation du continent par rapport à la plaque (résultant de l'équilibre hydrostatique) sera dans ce cas très réduite.

6.4.6 Influence du nombre sans dimension X_L/δ_p

Le dernier rapport de longueurs que nous ayons à considérer est celui de la largeur sur laquelle s'amincit le continent, X_L , sur le paramètre flexural, δ_p . La définition du paramètre flexural a été donnée précédemment (Équation 6.4), et les gammes de variation des paramètres dont dépend δ_p ont déjà été discutées (Section 6.3). Nous en déduisons que le paramètre flexural est borné entre 20 et 200 km environ. Pour la Figure 6.13, qui illustre l'influence du rapport X_L/δ_p , nous nous limitons à des valeurs de X_L/δ_p inférieures à 12. Cette limite est un peu arbitraire, car comme nous l'avons expliqué, il est difficile d'estimer la distance X_L (Section 6.3.3). Pour une lithosphère océanique dont le paramètre flexural est faible, juxtaposée à une croûte continentale se déformant sur une grande distance, X_L/δ_p pourrait atteindre des valeurs légèrement supérieures.

Trois séries de calculs sont présentées sur la Figure 6.13. Pour chacune, les points correspondent à des rapports X_L/δ_p différents, tous les autres nombres sans dimension étant égaux. Les trois séries se distinguent par les valeurs auxquelles sont fixées ces autres nombres (voir

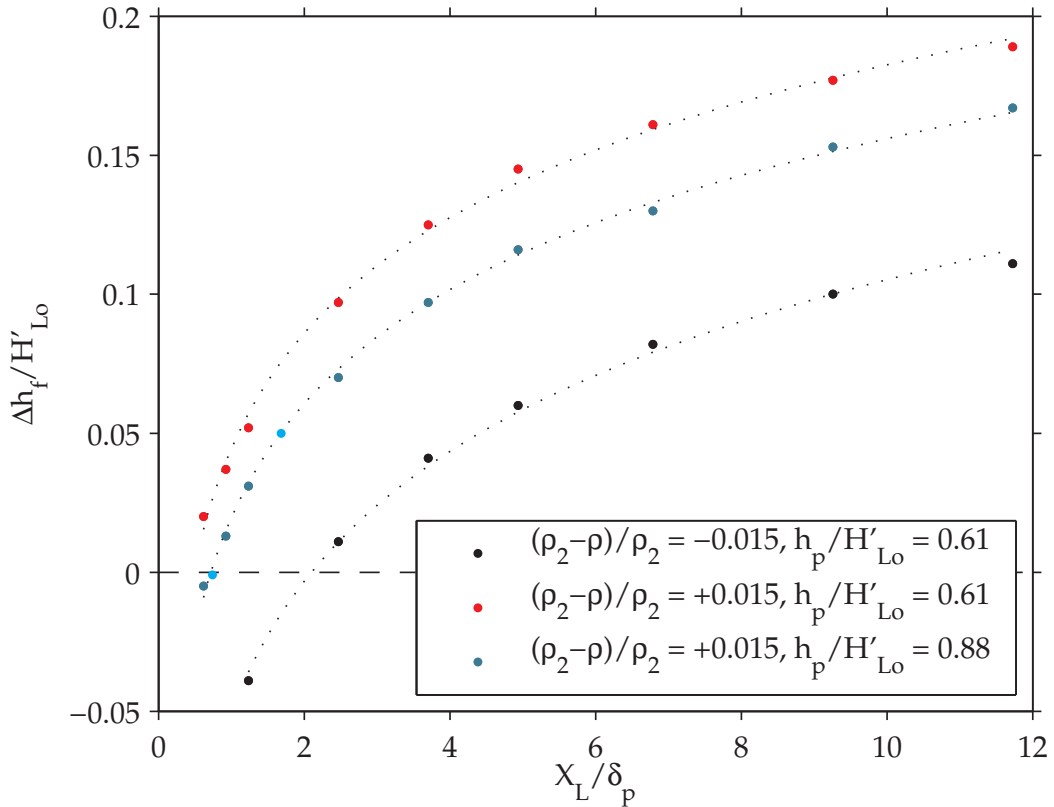


Fig. 6.13: Relation entre Δh_f^* et le nombre sans dimension X_L/δ_p . L'ensemble des paramètres correspondant aux trois séries de calculs montrées est donné dans l'Annexe C. Une valeur négative de Δh_f^* traduit la possibilité d'initier une subduction. Les pointillés représentent des fonctions logarithmiques, qui décrivent correctement l'augmentation de Δh_f^* avec celle du rapport X_L/δ_p .

légende). Pour faire varier le rapport X_L/δ_p , nous avons joué sur la valeur de X_L , ce qui évite d'avoir à modifier d'autres paramètres. Les points en couleur cyan témoignent que les résultats sont bien similaires que l'on change X_L ou δ_p . Ils ont été obtenus en faisant varier δ_p via l'épaisseur élastique, et en prenant soin d'ajuster H'_{Lo} et h_{eau} .

Δh_f^* peut être exprimé comme une fonction logarithmique de X_L/δ_p (traits en pointillés). Pour un paramètre flexural donné, la subduction est d'autant plus facile que le continent s'amincit sur une distance réduite. Cela se comprend aisément : pour une épaisseur initiale fixée, plus la distance X_L est faible, plus l'amincissement induit par l'étalement gravitaire du continent sera rapide et important. Les profondeurs à atteindre par la plaque océanique pour qu'une subduction s'initie seront alors réduites. Au contraire, si nous imaginons un continent se déformant sur une distance extrêmement grande, il faudra qu'un volume beaucoup plus important de croûte continentale chevauche la lithosphère océanique avant que l'amincissement sur la distance X_L ne soit significatif. La Figure 6.13 peut aussi s'interpréter en terme de variations du paramètre flexural, une valeur élevée de δ_p favorisant la subduction. L'augmentation de δ_p peut être causée par un accroissement de l'épaisseur h_p : une plaque océanique plus épaisse est plus lourde, d'où une plongée plus facile.

6.5 Bilan

6.5.1 Paramètres déterminants

Nous avons montré que les contrastes de densité et élévation existant au niveau d'une marge passive conduisent à un étalement gravitaire de la croûte continentale sur la lithosphère océanique, qui induit la flexure de cette dernière et peut éventuellement conduire à l'initiation d'une zone de subduction. Notre modèle prédit qu'au bout d'un temps long, la différence entre la profondeur de l'extrémité plongeante de la plaque océanique et celle de la base de la croûte continentale se stabilise à une valeur donnée Δh_f , dont le signe résume la possibilité d'initier ou non une subduction. Une situation favorable à la plongée de la lithosphère océanique dans l'asthénosphère est traduite par une valeur négative de Δh_f . L'initiation d'une subduction n'est pas fonction de la longueur de la plaque océanique, ni de la viscosité du continent, mais dépend en revanche de quatre nombres sans dimension. L'un d'eux est le rapport h_p/δ_p , dont les variations sur Terre sont limitées : son influence n'est donc pas majeure. La différence de densité entre la plaque océanique et le manteau sous-jacent, exprimée par le nombre $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ a plus d'importance. Δh_f croît linéairement avec $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Une flottabilité négative de la lithosphère océanique n'est cependant pas un élément requis ni suffisant pour que l'initiation d'une subduction se produise. Si une plaque moins dense que le manteau sous-jacent s'y retrouve immergée, il faudra toutefois, pour que la subduction se développe, qu'elle connaisse une densification telle que sa flottabilité s'inverse. Δh_f est aussi une fonction croissante du nombre X_L/δ_p (fonction logarithmique) mais diminue en revanche lorsque le rapport h_p/H'_{Lo} augmente (de façon linéaire). Ainsi, une marge passive présentant une croûte continentale initialement peu épaisse et se déformant sur une distance réduite, et au niveau de laquelle la lithosphère océanique est âgée (donc d'épaisseur élastique importante) aura plus de chance

d'évoluer en marge active que si le continent est épaissi et la plaque océanique jeune.

Pour déterminer les conséquences du chevauchement de la lithosphère océanique par le continent, il faut considérer trois nombres sans dimension : $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$, h_p/H'_{Lo} et X_L/δ_p . Les conditions d'initiation de la subduction peuvent donc être représentées par un diagramme à trois dimensions. Pour une lisibilité plus facile, nous préférons ici montrer deux diagrammes à deux dimensions (Figure 6.14). L'un illustre la transition subduction possible/pas de subduction en fonction des valeurs de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ et h_p/H'_{Lo} , l'autre en fonction de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ et X_L/δ_p . Le mode d'obtention de ces diagrammes est détaillé dans l'Annexe D. L'espace des paramètres couvert par la Figure 6.14 est plus ample que celui qui caractérise les cas géologiques. En particulier, pour la Terre, les contrastes de densité possibles sont beaucoup plus réduits. Si nous supposons que $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ est voisin de zéro (par exemple, entre -0.005 et 0.005), alors la transition entre initiation ou non de la subduction correspond à des rapports h_p/H'_{Lo} et X_L/δ_p compris entre 1 et 2 environ. Ces valeurs sont de l'ordre des valeurs moyennes que nous pouvons envisager pour les cas géologiques. Notre modèle permet donc bien d'expliquer que certaines marges passives ne se transformeront jamais en marges actives, alors que d'autres deviendront le lieu d'initiation d'une zone de subduction.

6.5.2 Évolution temporelle d'une marge passive

Sur la base des résultats que nous venons de présenter, nous pouvons envisager comment une marge passive va évoluer dans le temps. Nous considérons une marge donnée. Les paramètres qui vont évoluer significativement au cours du temps sont la densité et l'épaisseur élastique de la lithosphère océanique, et par voie de conséquence, l'épaisseur de la couche d'eau au niveau de la marge et l'élévation du continent. Comme nous l'avons expliqué, des estimations variées ont été proposées pour la densité moyenne de la plaque océanique en fonction de son âge. En revanche, l'épaisseur élastique et celle de la tranche d'eau sont assez bien définies. La Table 6.4 donne par exemple les valeurs pour une lithosphère océanique de 20, 50 et 130 Ma.

L'élévation du continent se déduit de l'équilibre hydrostatique. L'Équation 6.13 donne cette élévation par rapport au plancher océanique. Les valeurs aux trois âges considérés sont données par la Table 6.4 pour un continent de 25 km d'épaisseur. Pour information, l'élévation par rapport au niveau marin est également indiquée. Pour une épaisseur de continent fixe, plus la plaque océanique est âgée et donc profonde, plus la croûte continentale est élevée par rapport au plancher océanique.

L'évolution temporelle d'une marge passive peut être étudiée à partir de la Figure 6.14. Considérons le diagramme montrant la possibilité d'initier une subduction selon les valeurs de h_p/H'_{Lo} et de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Pour une marge donnée, l'épaisseur de la croûte continentale H'_{Lo} reste constante au cours du temps, alors que l'épaisseur élastique de la lithosphère océanique h_p augmente. Quelles que soient les incertitudes sur les valeurs précises des contrastes de densité, la tendance va être à une densification de la plaque océanique. Par conséquent, au

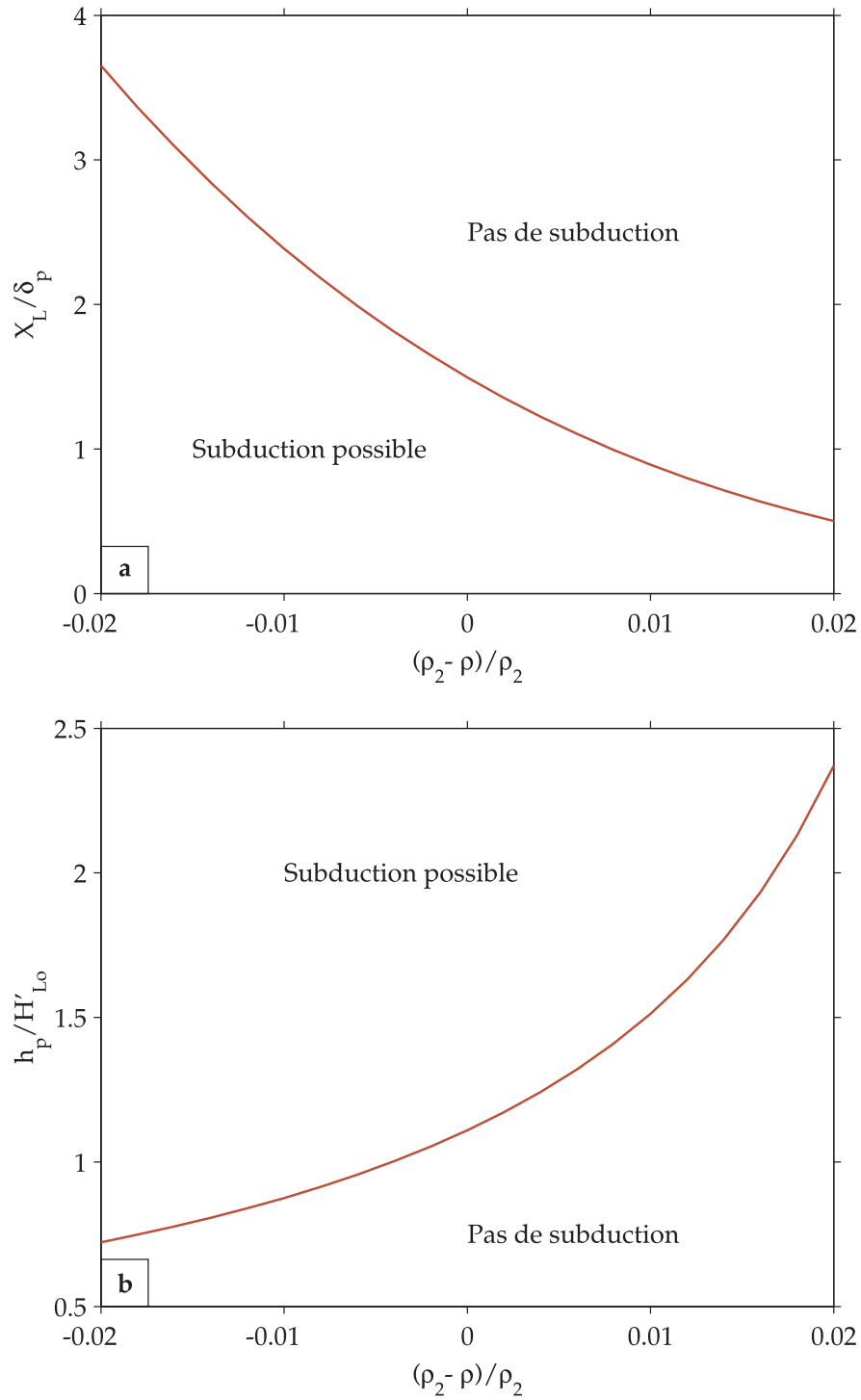


Fig. 6.14: Diagrammes illustrant la limite entre conditions permettant ou non l'initiation d'une subduction, a) suivant les valeurs de h_p/H'_{Lo} et $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$, b) suivant les valeurs de X_L/δ_p et $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Le mode d'obtention des diagrammes est détaillé dans l'Annexe D.

Âge, Ma	20	50	130
Épaisseur élastique (h_p), km	25	35	50
Profondeur du plancher océanique (h_{eau}), km	4.50	5.25	5.75
<hr/>			
<i>Élévation calculée pour une croûte continentale épaisse de 25 km</i>			
Au dessus du plancher océanique (h_L), km	5.95	6.18	6.34
Au dessus du niveau marin ($h_L - h_{eau}$), km	1.45	0.93	0.59

Tab. 6.4: *Épaisseur élastique (Watts et Zhong, 2000) et profondeur du plancher océanique (Doin et Fleitout, 1996) à trois âges de la lithosphère océanique. L'élévation calculée pour une croûte continentale épaisse de 25 km est également montrée pour exemple (calcul effectué avec $\rho_1 = 2700 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho = \rho_2 = 3300 \text{ kg.m}^{-3}$, $\rho_{eau} = 1030 \text{ kg.m}^{-3}$).*

cours du temps, h_p/H'_{Lo} augmente, et $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ tend à diminuer. Le diagramme indique qu'une telle évolution va conduire à des conditions a priori plus favorables à l'initiation d'une subduction. Un raisonnement comparable peut être mené avec le second diagramme, fonction de X_L/δ_p et de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Pour une marge donnée, nous pouvons considérer que la distance sur laquelle s'amincit la croûte continentale reste fixe. Le paramètre flexural δ_p augmente en revanche, du fait de l'augmentation de l'épaisseur élastique. Ainsi, au cours du temps, X_L/δ_p et $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ diminuent. Là encore, le diagramme indique qu'une telle évolution va tendre à favoriser l'initiation de la subduction.

La Figure 6.15 illustre plus concrètement ces observations, par quelques exemples. Elle montre la valeur de la variable Δh (différence de profondeur entre l'extrémité de la plaque plongeante et la base du continent) pour une lithosphère océanique de 20, 50 et 130 Ma, et pour différentes marges continentales (c'est-à-dire, où l'épaisseur de la croûte continentale et la distance caractéristique d'amincissement ne sont pas les mêmes). Les valeurs adoptées pour les paramètres fixes sont données par la Table 6.5. Elles sont réalistes pour des cas géologiques (voir Section 6.3). Les études portant sur la densité moyenne de la lithosphère océanique sont en désaccord sur l'acquisition ou non, avec l'âge, d'une flottabilité négative

<i>Croûte continentale</i>	
Viscosité (η), Pa.s	5.10^{20}
Densité (ρ_1), kg.m^{-3}	2700
<hr/>	
<i>Plaque océanique</i>	
Module d'Young (E), GPa	100
Coefficient de Poisson	0.25
Densité (ρ), kg.m^{-3}	3300
<hr/>	
<i>Manteau sublithosphérique</i>	
Densité (ρ_2), kg.m^{-3}	3300

Tab. 6.5: *Valeurs adoptées pour les paramètres supposés invariants dans le temps.*

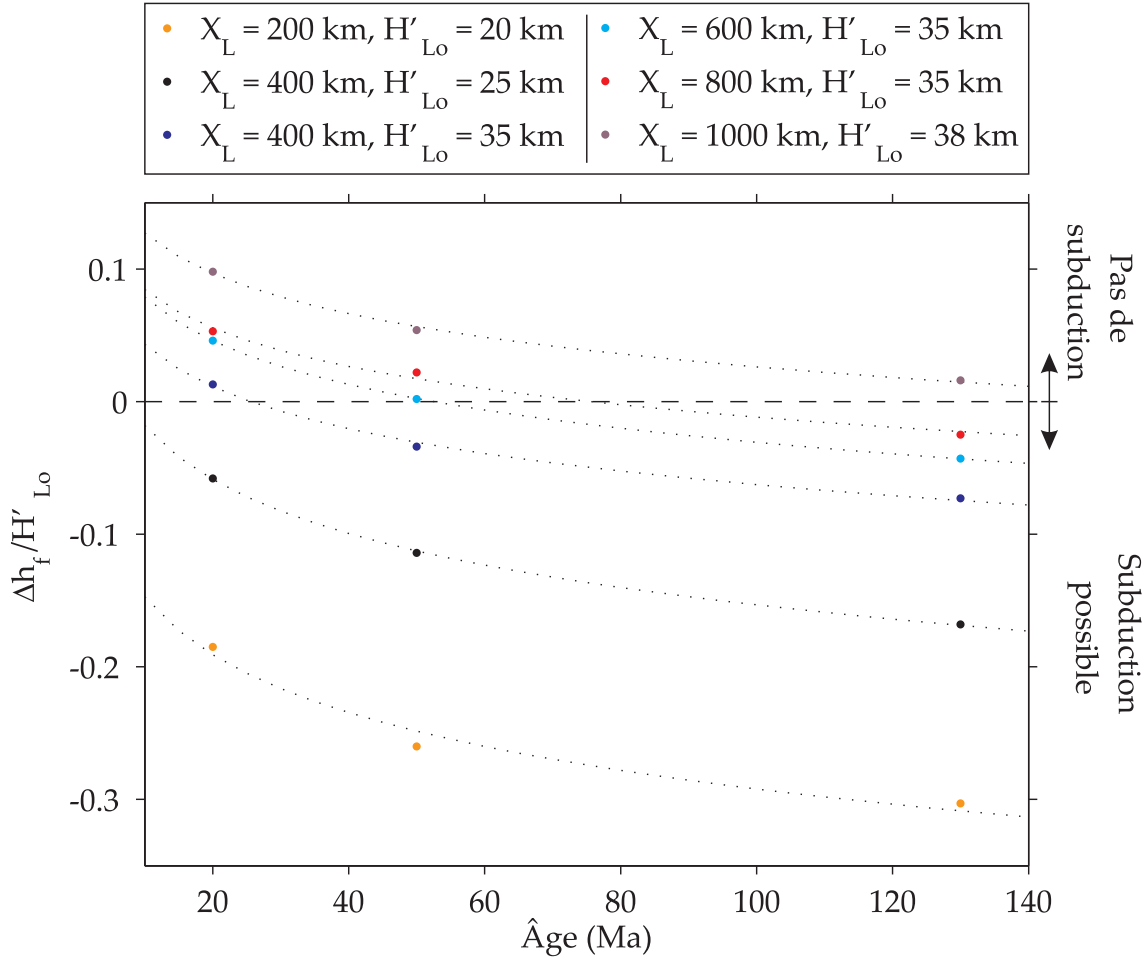


Fig. 6.15: Différence de profondeur (adimensionnée) entre l'extrémité plongeante de la plaque océanique et la base de la croûte continentale, en fonction de l'âge de la lithosphère océanique. Les traits en pointillés représentent des fonctions logarithmiques, qui soulignent la tendance indiquée par les calculs. Cinq exemples sont montrés, qui correspondent à des marges continentales de propriétés différentes. La subduction peut se produire pour des âges de la lithosphère océanique variables selon les propriétés de la croûte continentale, ou ne jamais s'initier.

par rapport au manteau sous-jacent. Devant cette incertitude, nous choisissons de traiter le cas d'une lithosphère de densité égale à celle du manteau sublithosphérique ($\rho = \rho_2$). L'épaisseur élastique et la profondeur du plancher océanique sont celles indiquées par la Table 6.4. Nous observons sur la Figure 6.15 que dans tous les cas, le vieillissement de la plaque océanique se traduit par une réduction de la différence de profondeur entre extrémité de la plaque plongeante et base du continent. Pour certaines marges, cette différence devient négative, ce qui traduit qu'une subduction est susceptible de s'initier. Selon les propriétés de la croûte continentale, la subduction peut démarrer pour des âges de lithosphère océanique très variables, voire ne jamais se produire. Une des simplifications qu'implique notre modèle est que nous traitons l'étalement du continent sur une lithosphère d'âge donné. En réalité,

cet étalement se produit sur la plaque océanique en même temps que celle-ci vieillit et se refroidit. Ceci ne doit toutefois pas affecter qualitativement les résultats obtenus.

Chapitre 7

Implications géologiques

7.1 Observations expliquées par notre théorie

7.1.1 Structure et dynamique des marges passives

Nous avons vu dans le Chapitre 2 qu'un certain nombre de caractéristiques des marges passives sont l'objet de controverses.

Structure des marges

Au niveau des marges passives, la croûte continentale est infiniment amincie en direction de l'océan. Cette situation se traduit généralement par de la croûte supérieure très étirée surplombant directement du manteau : la croûte inférieure est absente (Figure 7.1a). Si l'on suppose que les marges se forment par un processus de rifting asymétrique, cela implique qu'une grande majorité des marges sont des plaques supérieures, ce qui pose problème. On parle du 'paradoxe de la plaque supérieure' (*Driscoll et Karner, 1998*). Pour illustrer ce paradoxe, on peut prendre pour exemple les marges conjuguées ibérique et de Terre-Neuve. Les données acquises au niveau de la marge ibérique suggèrent qu'un détachement à pendage vers l'est sépare une plaque supérieure ibérique d'une plaque inférieure constituant la marge de Terre-Neuve (*Tankard et Welsink, 1987*). Au contraire, les observations effectuées sur la marge de Terre-Neuve indiquent un détachement à pendage vers l'ouest entre une plaque supérieure du côté Terre-Neuve et une plaque inférieure ibérique (*Boillot et al., 1988*).

Certaines études ont montré que le paradoxe de la plaque supérieure peut être vu comme le résultat d'une extension variable avec la profondeur, avec près de la transition océan-continent, un taux d'extension pour la croûte supérieure inférieur à celui déterminé pour la croûte entière (Figure 7.1b) (*Davis et Kuszniir, 2004*). Des modèles d'ouverture océanique symétrique avec une lithosphère dont la rhéologie dépend de la profondeur permettent de reproduire ces observations (*Davis et Kuszniir, 2004; Nagel et Buck, 2007*). Le problème est qu'il faut alors envisager un mode de formation fondamentalement différent pour les bassins continentaux, qui ne présentent pas les mêmes caractéristiques que les marges. C'est ce que souligne *Reston (2005, 2007)*, selon qui le paradoxe de la plaque supérieure n'est qu'un artefact lié à une sous-estimation de l'extension accommodée par les failles en domaine cassant.

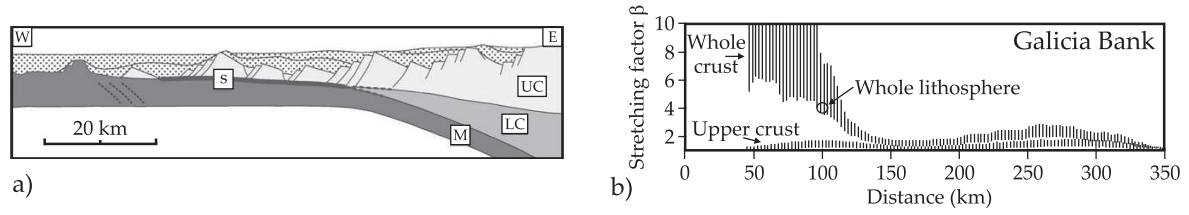


Fig. 7.1: a) Coupe schématique de la marge de Galice (Ouest du Portugal), extraite de Boillot et al. (1995). Les abréviations sont : UC, croûte supérieure, LC, croûte inférieure, M, manteau. La lettre 's' montre la position d'un réflecteur sismique. b) Taux d'étirement en fonction de la distance à la limite océan-continent (d'après Davis et Kusznir (2004)). Près de la limite océan-continent, la croûte inférieure est absente (a). Cette observation peut être interprétée comme le résultat d'un étirement dépendant de la profondeur (b). De plus grandes versions de ces figures sont présentées dans la Section 2.1.

Nos expériences en laboratoire réalisées avec une croûte continentale stratifiée (voir Section 4.3.3) apportent une nouvelle interprétation possible des observations. La structure des marges ne serait pas héritée de leur formation : elle résulterait de l'étalement du continent en réponse aux gradients de pression à la frontière océan-continent. La photographie de la Figure 7.2 est prise lors d'une expérience réalisée avec une croûte stratifiée, avant que la plaque 'océanique' ne plonge dans 'l'asthénosphère'. Nous observons une structure qualitativement

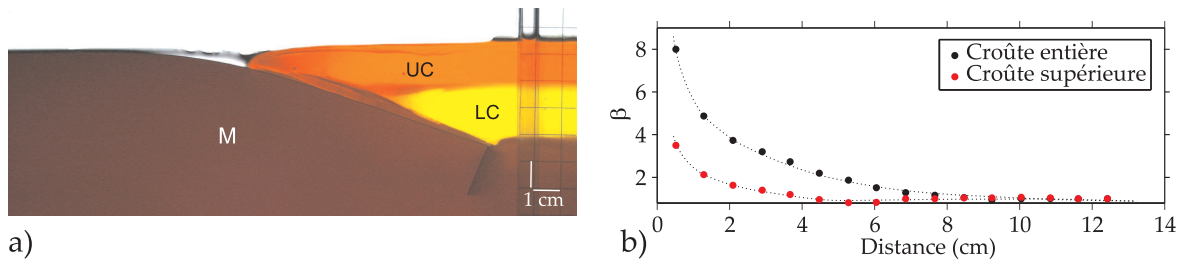


Fig. 7.2: Observation d'une 'marge passive' lors d'une expérience en laboratoire. a) Photographie b) Taux d'extension de la 'croûte continentale' (supérieure et totale) en fonction de la distance à la limite 'océan-continent' (front du fluide modélisant le continent). Les pointillés soulignent la tendance montrée par les données. Les images a et b sont qualitativement comparables à celles présentées pour un cas géologique par la Figure 7.1.

comparable à celle qui caractérise les marges passives (Figure 7.1a). À partir de la photographie, nous calculons des taux d'extension pour la partie supérieure de la 'croûte continentale' et pour l'ensemble du 'continent'. Ces taux sont calculées à des positions données et définies comme le rapport entre l'épaisseur loin de la marge et l'épaisseur à la position considérée. Le résultat obtenu (Figure 7.2b) présente un correct accord qualitatif avec les mesures effectuées sur la marge de Galice (Figure 7.1b), avec, près de la frontière océan-continent, une différence apparente entre les taux déterminés pour la croûte supérieure et l'ensemble de la croûte.

Un point pouvant être discuté dans cette approche est que la présence de lithosphère océanique sous la croûte continentale étirée n'est pas évidente au niveau des marges passives. Toutefois, plusieurs observations qui font l'objet d'interprétations variées et demeurent mal comprises pourraient en être un indicateur (Section 2.2).

Nous avons notamment évoqué les réflecteurs sismiques imagés sous les marges passives (Section 2.2.1). Par exemple, le 'réflecteur S' borde la base de la croûte continentale étirée des marges de Galice (Figure 7.1a). Il a fait l'objet d'interprétations les plus diverses (détachement à pendage vers l'est (*Boillot et al.*, 1988; *Reston et al.*, 1996), ou vers l'ouest (*Winterer et al.*, 1988), toit d'une intrusion magmatique *Horsefield* (1992), ...). Nous pouvons proposer qu'il corresponde au toit d'une lithosphère océanique chevauchée par le continent aminci. *Reston et al.* (1996) note que 'la forme remarquablement lisse du réflecteur [S] indique que la plaque sous-jacente doit posséder une résistance flexurale significative'. Notre interprétation est cohérente avec cette observation : nous avons en effet mis l'accent sur l'importance de l'élasticité de la lithosphère océanique dans notre approche. Cette élasticité confère à la plaque une telle rigidité flexurale. Au niveau du Golfe de Gascogne, certains auteurs ont d'ailleurs suggéré que les réflexions sismiques observées soient le toit d'une plaque plongeante (e.g., *Ayarza et al.*, 2004). Il s'agit aussi de réflexions plus profondes que celles liées au réflecteur S, se produisant sous le moho. *Ayarza et al.* (2004) ont complété leur étude par une modélisation à l'échelle lithosphérique intégrant des données de topographie, d'élévation du géoïde et d'anomalies gravimétriques. L'ensemble de ces données peut être expliqué par un modèle où la lithosphère océanique du Golfe de Gascogne est chevauchée par la croûte continentale de la péninsule ibérique. Nous détaillerons cet exemple par la suite.

En combinant ainsi sismologie et gravimétrie, du matériel de nature indéterminée a été mis en évidence sous la croûte continentale étirée d'un certain nombre de marges passives (Section 2.2.2). Il se caractérise par une vitesse sismique et une densité relativement élevées. Il n'y a pas de consensus sur la nature et le mode de formation de ce matériel. Il est souvent interprété comme des intrusions mafiques mises en place avant l'ouverture océanique. Toutefois, les processus qui auraient pu être l'origine de telles intrusions sont controversés. Une interprétation différente pourrait être qu'il s'agisse de lithosphère océanique chevauchée par la marge continentale. Comme nous l'avons montré à partir de nos résultats numériques, ce chevauchement n'évoluerait en zone de subduction développée que dans de rares cas, si des conditions très particulières sont remplies.

Dynamique des marges

Des épisodes de soulèvement d'une amplitude de quelques centaines de mètres au kilomètre, sur une échelle de temps de quelques dizaines de millions d'années, sont observés sur les marges passives de l'Atlantique (Section 2.3). Ils affectent le continent, alors que dans le même temps, le domaine océanique subsiste. Les datations indiquent clairement qu'il s'agit d'événements bien postérieurs à l'ouverture océanique. Les théories proposées pour expliquer ces mouvements verticaux ne sont pas satisfaisantes (voir discussion dans la Section 2.3). Des origines locales ont par exemple été envisagées (point chaud, rebond postglaciaire). Outre le

fait qu'elles ne permettent d'expliquer le caractère généralisé du soulèvement, elles ne sont pas cohérentes avec la chronologie, et ne suffisent à expliquer l'amplitude des mouvements observés. Ce dernier point est aussi le problème posé par le mécanisme physique que suggèrent *Leroy et al.* (2008), qui repose sur l'évolution thermique des marges suite à leur formation.

Sur la base de notre étude, nous pouvons proposer une autre origine pour le soulèvement des marges passives : la propagation de la croûte continentale sur la plaque océanique pourrait être responsable des mouvements verticaux enregistrés. Nous avons vu que l'extrémité de la plaque océanique chevauchée par la marge continentale remonte à partir d'un certain temps. Toutefois, comme le montre la Figure 7.3, son mouvement reste dirigé vers le bas à proximité de la frontière océan-continent et en domaine océanique. Ceci est cohérent avec la subsidence des bassins adjacents aux marges continentales, observée simultanément au soulèvement.

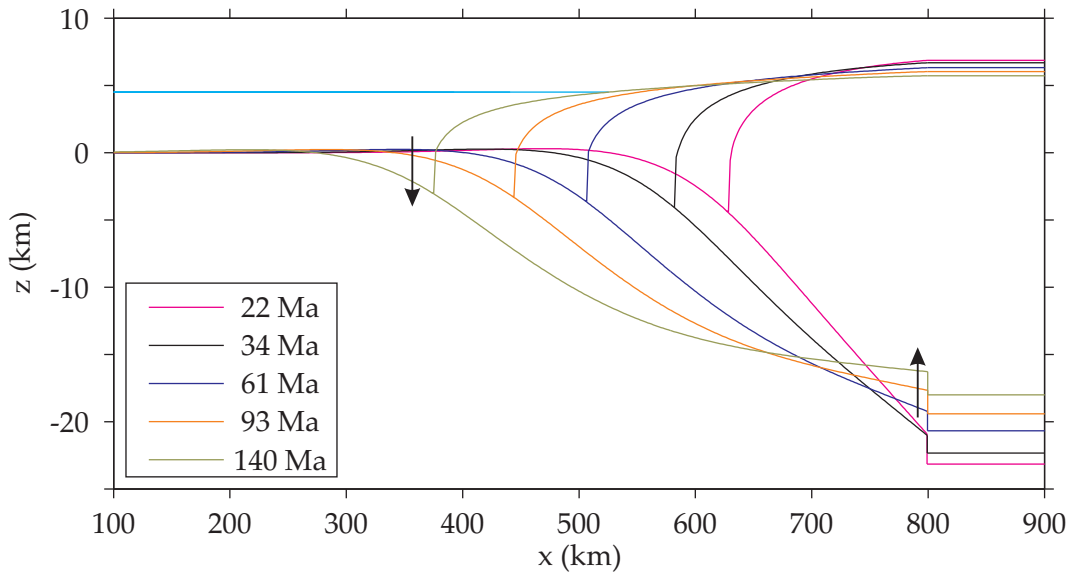


Fig. 7.3: Exemple d'évolution temporelle d'une marge passive. La surface de la plaque océanique, la croûte continentale et le niveau marin (supposé constant) sont représentés. L'échelle verticale est fortement exagérée. La marge est affectée par une subsidence du côté océanique, alors qu'un soulèvement de la plaque océanique se produit à une certaine distance de la marge du côté continental.

Afin d'établir si la propagation de la croûte continentale induit un mouvement vertical, nous calculons analytiquement le champ de vitesse à la surface pour la zone chevauchant la lithosphère océanique. Nous avons montré dans la Section 5.2.1, en écrivant les équations de Navier-Stokes dans l'hypothèse de lubrification, que la vitesse horizontale est donnée par

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\rho_1 g}{\eta_1} \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (7.1)$$

Les conditions aux limites sont ici

$$u(z = w(x)) = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial z}(z = h(x)) = 0,$$

$w(x)$ étant la profondeur de la plaque, $h(x)$ la surface du continent. Nous en déduisons

$$u(x, z) = -\frac{\rho_1 g}{2\eta_1} \frac{\partial h}{\partial x} [(z - w)(2h - z - w)],$$

où h et w sont des fonctions de x . Nous pouvons alors déterminer la vitesse verticale $v(x, z)$ en utilisant l'équation de continuité

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial z} = 0.$$

Après calculs, nous obtenons

$$v(h) = v(w) + \frac{\rho_1 g}{\eta_1} (h - w)^2 \left[\frac{1}{3} \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} (h - w) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial x} \right]. \quad (7.2)$$

$v(w)$ est le champ de vitesse verticale dans le fluide en $z = w$. Il est donné par la vitesse verticale de la plaque, que nous pouvons facilement déterminer à partir des profils à des temps successifs.

La Figure 7.4a montre la vitesse verticale à la surface de la croûte continentale à différents temps après le début de l'étalement, pour la même simulation que Figure 7.3. Les valeurs des principaux paramètres sont résumées dans la Table 7.1. Les autres valeurs sont identiques à celles utilisées dans la Section 6.5.2.

E	ρ	h_p	δ_p	η	X_L	H'_{Lo}	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	$(\rho_2 - \rho)/\rho_2$
100	3300	25	95	5.10^{20}	600	35	0.71	6.28	0.00

Tab. 7.1: Valeurs des principaux paramètres et nombres sans dimension pour le calcul montré par les figures 7.3 et 7.4a. Les unités sont : module d'Young, GPa, densité, kg.m^{-3} , distances, km, viscosité, Pa.s.

Nous notons que la vitesse verticale à la surface, à proximité du front continental, est positive donc orientée vers le haut. Son amplitude diminue au cours du temps. Pour le calcul présenté par la Figure 7.4a, elle est de l'ordre du kilomètre par million d'années. Les enregistrements sur les marges passives du Groenland ou de l'Angola (Figures 2.6 et 2.8) donnent des vitesses de soulèvement d'au moins un ordre de grandeur plus faibles. Toutefois, comme le montre l'Équation 7.2, la vitesse verticale à la surface de la croûte continentale est directement fonction de la viscosité de la croûte. Comme discuté dans la Section 6.3.3, la viscosité moyenne de la croûte continentale est difficile à contraindre. Pour une viscosité dix fois plus forte que celle utilisée pour la Figure 7.4a (*i.e.*, 5.10^{21} au lieu de 5.10^{20} Pa.s) l'amplitude de la vitesse verticale est réduite (Figure 7.4b), mais demeure supérieure à celle observée sur les marges du Groenland et de l'Angola. Notre modèle est très simplifié par rapport aux cas géologiques, ce qui explique sans doute qu'il ne permette pas de reproduire avec précision les données des marges. Cependant, il montre que l'étalement de la croûte continentale à la frontière océan-continent pourrait être à l'origine des phases de soulèvement enregistrées. Aucune des théories proposées jusqu'alors ne suffisaient à expliquer l'amplitude des mouvements verticaux. Notre modèle y parvient largement.

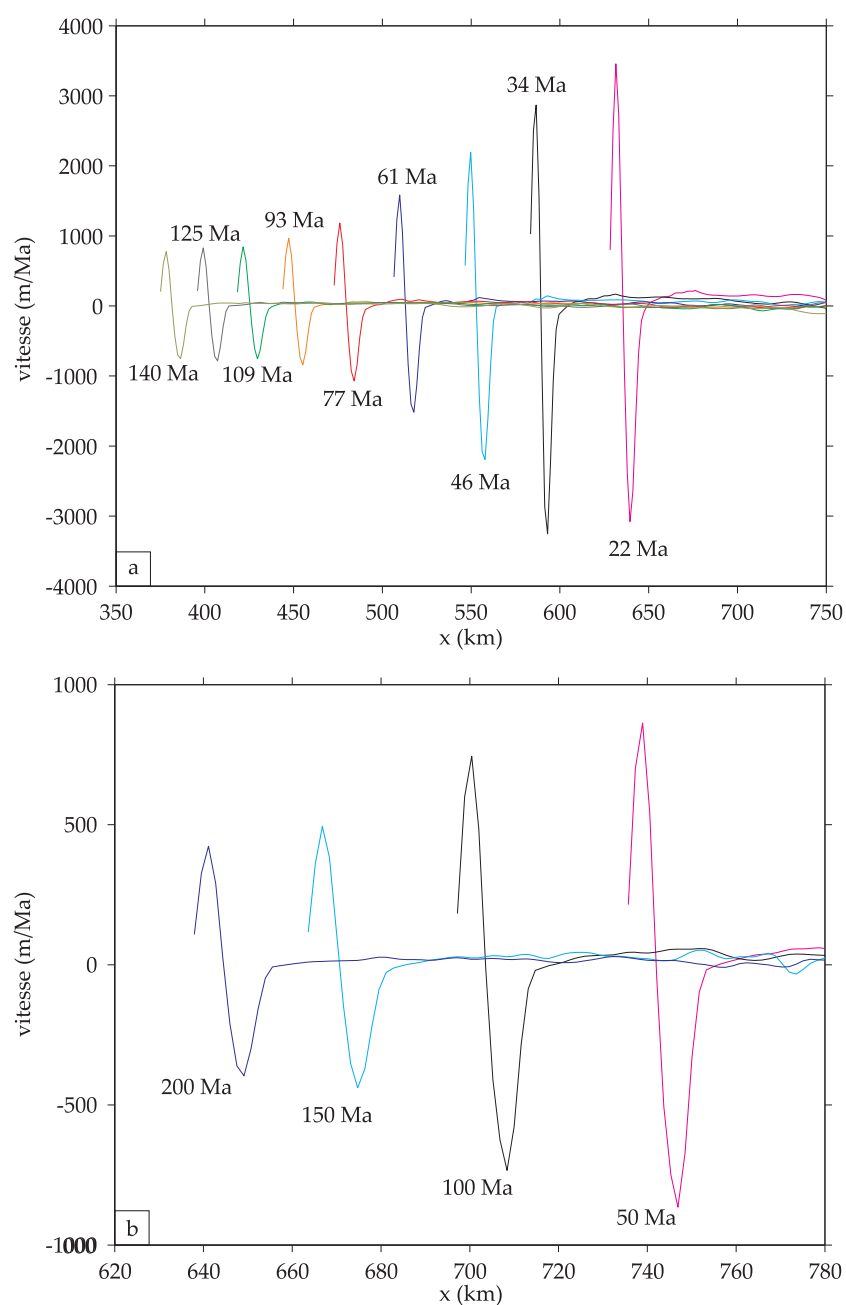


Fig. 7.4: Vitesse verticale à la surface de la croûte continentale chevauchant la plaque océanique a) pour le même calcul que montré sur la Figure 7.3, b) pour une viscosité de la croûte continentale dix fois plus forte ($5 \cdot 10^{21}$ Pa.s). La vitesse est donnée le long de la marge, à différents temps après le début de l'étalement continental. Près de la frontière océan-continent, la propagation du continent induit un soulèvement de sa surface, qui pourrait expliquer les mouvements verticaux observés sur les marges passives.

7.1.2 Exemples de subductions initiées au niveau de marges passives

Subduction sous la marge nord-ibérique

Un début de subduction est observé sur la marge ibérique du Golfe de Gascogne (e.g., Bacon et al., 1969; Malod et al., 1982; Alvarez-Marron et al., 1997; Ayarza et al., 2004).

Cette subduction a été mise en évidence essentiellement par des études sismologiques et gravimétriques.

Par exemple, *Alvarez-Marron et al.* (1997) ont travaillé sur deux profils de sismique réflexion orientés nord-sud et ont modélisé les anomalies gravimétriques le long des mêmes profils. Ils s'intéressent surtout à la structure peu profonde de la marge (<30 km), et analysent notamment en détail les dépôts du prisme d'accrétion, afin d'établir des datations. Leur étude montre qu'il existe bien une subduction de la croûte océanique du Golfe de Gascogne sous la marge continentale ibérique. L'existence de dépôts sédimentaires en discordance sur le prisme d'accrétion suggère que cette subduction serait désormais arrêtée.

Un type d'approche comparable est adopté par *Ayarza et al.* (2004), mais pour l'étude de la structure profonde, avec une modélisation à l'échelle lithosphérique. Ils mettent en évidence des réflexions sismiques profondes, sub-moho, qui définissent une surface orientée est-ouest, à pendage vers le sud. Une modélisation combinée avec des données gravimétriques montre que l'origine probable de ces réflexions est le toit de la lithosphère océanique du Golfe de Gascogne subductée sous la marge ibérique. L'absence de volcanisme résulterait de la trop faible profondeur du slab, qui n'est observé que jusqu'à 40 km. Une partie de la lithosphère océanique est toutefois bien immergée dans l'asthénosphère. Des petits séismes sont toujours détectés à proximité de la fosse, entre 13 et 44 km de profondeur. L'absence de sismicité plus profonde est présentée par *Ayarza et al.* (2004) comme un indice que la subduction n'est plus active.

Nous pouvons interpréter la subduction observée au niveau du Golfe de Gascogne comme un exemple d'évolution d'une marge passive en marge active. L'amincissement crustal au niveau de la marge nord-ibérique s'effectue sur une distance relativement faible (une centaine de kilomètres, (e.g., *Alvarez-Marron et al.*, 1997)), ce qui constitue un élément favorable à l'initiation d'une subduction dans notre modèle. Dans le cas de la marge du Golfe de Gascogne, le mécanisme que nous proposons aurait toutefois été complété par un contexte tectonique de convergence entre plaque ibérique et Europe. Cette convergence, débutée au Crétacé, a conduit à l'est à une collision continentale, avec la formation des Pyrénées, et a certainement contribué au démarrage de la subduction plus à l'ouest. L'hypothèse que la subduction a pris fin avec l'arrêt de la convergence est contestable. La subduction peut tout à fait se poursuivre à l'heure actuelle, mais à des vitesses beaucoup plus faibles. Plusieurs auteurs notent d'ailleurs l'existence d'une activité tectonique récente (*Alvarez-Marron et al.*, 1997; *Gallastegui et al.*, 2002), mal expliquée. Elle se traduit par la sismicité, mais également par un soulèvement du rivage, et des dépôts sédimentaires effondrés.

Subduction de la lithosphère atlantique au niveau des Caraïbes

Une subduction active de la lithosphère atlantique n'est observée qu'en deux endroits : à l'extrémité sud de l'Amérique du Sud, et sous la plaque Caraïbes (Figure 7.5). Peut-on

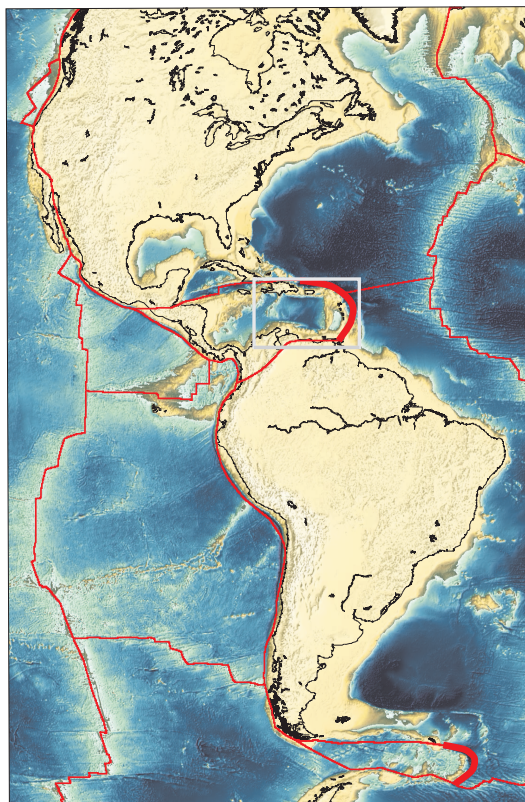


Fig. 7.5: Localisation des subductions actives en Atlantique (traits rouges épais). Le cadre gris clair indique la zone représentée par la Figure 7.6.

expliquer pourquoi sur la base de notre théorie? La première observation frappante est que la subduction se produit là où la largeur continentale est la plus étroite. Cela paraît cohérent avec les résultats de notre modèle, qui indiquent que plus la distance sur laquelle la croûte continentale se déforme est faible, plus la situation est favorable à l'initiation d'une zone de subduction. Toutefois, les fosses de subduction ne semblent a priori pas mettre la lithosphère atlantique directement en contact avec du continent, mais avec des plateaux océaniques. La situation géologique est en fait complexe. Focalisons-nous sur la zone des Caraïbes.

La plaque Caraïbes est une petite plaque, localisée entre celles d'Amérique du Nord et du Sud. Elle est classiquement interprétée comme un plancher océanique formé au Crétacé ou Jurassique, qui aurait été intrudé par d'importantes quantités de basaltes à la fin du Crétacé. Cela expliquerait la forte épaisseur de la croûte (15-20 km) et sa faible densité, dont il résulte une élévation anormale (1 à 2 km supérieure à celle d'un plancher océanique normal du même âge) (e.g., *Burke et al.*, 1978). L'origine de ces basaltes est en général attribuée à un point chaud. Deux modèles ont été proposés. Dans l'un (modèle 'Pacifique'), la croûte océanique épaissie se forme au niveau du point chaud des Galapagos (e.g., *Pindell et Barrett*, 1990). La plaque dérive ensuite vers le nord-est, jusqu'à se retrouver enserrée entre l'Amérique du Nord et du Sud, à sa position actuelle. Dans cette hypothèse la ride 'Cocos' marquerait la trace du

point chaud. Ce modèle est controversé : d'une part, une dorsale océanique sépare le point chaud des Galapagos de la plaque Caraïbes. D'autre part, certains affirment que l'activité du point chaud des Galapagos n'a en fait débuté que récemment (22-17 Ma, (*Lonsdale et Klitgord*, 1978)), et ne peut donc être responsable d'un plateau d'âge crétacé. L'autre modèle, dit 'Atlantique' suggère une formation in-situ du plateau caribéen (e.g., *Meschede et Frisch*, 1998).

Dans les deux cas, des problèmes subsistent. *Burke et al.* (1978) notent par exemple que la plaque Caraïbes présente des déformations internes, et semble avoir un comportement intermédiaire entre celui d'une lithosphère océanique (qui se comporte généralement de façon rigide, avec des frontières bien définies), et celui d'une lithosphère continentale (qui présente des déformations internes). *Burke et al.* (1978) étudient la partie est et centre des Caraïbes : les profils de sismique-réflexion y montrent un réseau de failles, pouvant être normales ou décrochantes, et une ride extensive (Beata Ridge), orientée nord-sud et bordée par des failles normales (Figure 7.6). Ils interprètent ces observations comme le résultat d'une extrusion vers l'est de la plaque caribéenne, et proposent que son caractère peu dense et épais expliquerait les déformations internes.

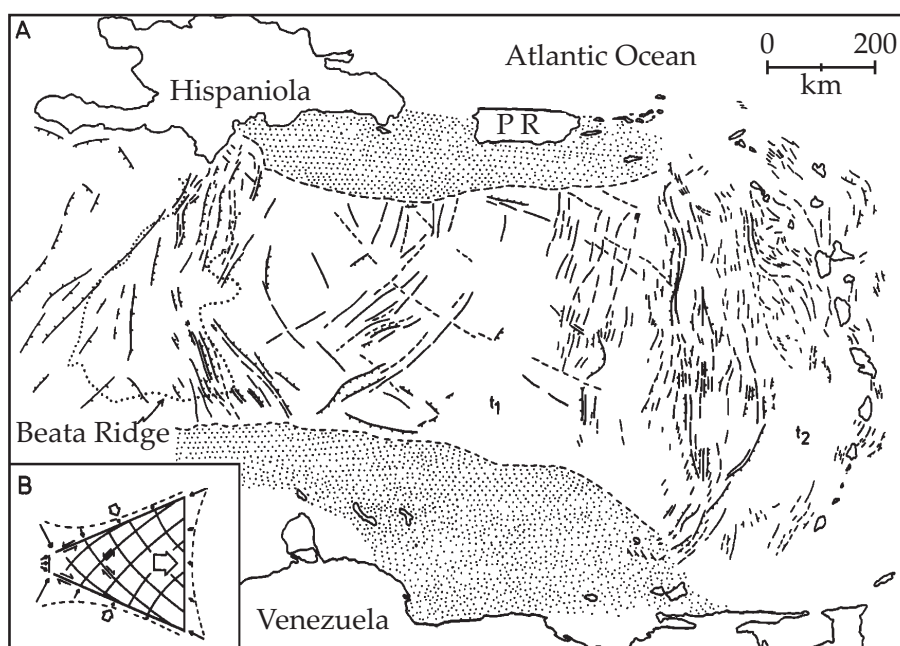


Fig. 7.6: Carte des déformations internes dans les zones centre et est de la plaque Caraïbes, extraite de *Burke et al.* (1978). Les différents traits marquent le réseau de failles et les hauts et bas topographiques. Des pointillés délimitent l'emplacement de la ride Beata. Dans les surfaces notées t1 et t2, des dépôts sédimentaires turbiditiques rendent difficiles l'observation des structures sous-jacentes. Le diagramme en bas à gauche montre l'interprétation proposée par *Burke et al.* (1978) : les déformations seraient dues à une extrusion vers l'est de la plaque Caraïbes.

James (2007a,b) va plus loin, en suggérant une toute autre origine pour la plaque Caraïbes sur la base d'arguments, géologiques, géochimiques et géophysiques. Selon lui, cette plaque n'est pas constituée d'une lithosphère océanique intrudée de basaltes par un point chaud. *James* (2007a,b) propose que le 'plateau' caribéen résulte d'une fusion par décompression dans un contexte continental extensif. Il recouvrirait donc de la croûte continentale fortement amincie (Figure 7.7). Si cette hypothèse est correcte, la subduction de la lithosphère atlantique au niveau de l'Amérique Centrale constitue un excellent exemple d'application de notre théorie. L'étroitesse du continent serait le paramètre déterminant, qui expliquerait que la subduction se soit produite à cet endroit et non ailleurs. L'extension continentale aurait été extrême, et aurait entraîné une fusion mantellique par décompression, avec génération d'importantes quantités de basaltes. Comme le souligne *James* (2007a,b), l'hypothèse d'une extension extrême de la croûte continentale permet aussi d'expliquer la présence d'affleurements de péridotites serpentinisées dans la région des Caraïbes. Il met d'ailleurs cette observation en relation avec celles effectuées au niveau des marges ibériques et de Galice : en effet, du manteau serpentinisé y affleure là où la croûte est infiniment amincie. D'un point

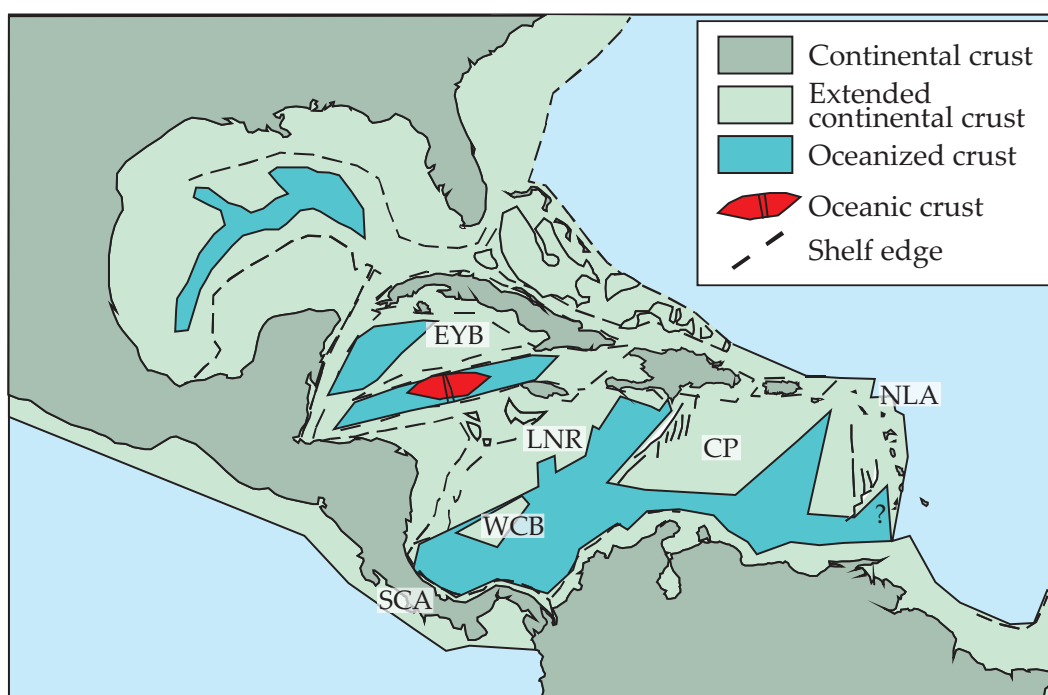


Fig. 7.7: Nature de la croûte en Amérique Centrale, selon *James* (2007b). Les zones de croûte épaisse (Lower Nicaragua Rise (LNR), eastern Yucatán Basin (EYB), Caribbean 'Plateau' (CP), west Colombia Basin (WCB)) reposent sur une lithosphère continentale ayant subi une forte extension. La croûte notée 'océanisée' peut aussi impliquer du continent extrêmement aminci et du manteau supérieur serpentinisé. La zone en rouge (Cayman Trough) représente la seule croûte réellement océanique. Son âge n'est pas supérieur à 30 Ma. Abréviations : SCA : southern Central America, NLR : northern Lesser Antilles.

de vue chronologique, notre modèle est cohérent. Les datations indiquent que l'initiation de la subduction et la formation des basaltes remontent à peu près à la même période, autour de 88-80 Ma. Une des hypothèses ayant été envisagées auparavant pour le démarrage de la subduction est celle proposée par *Niu et al.* (2003), où la plongée de la lithosphère se produit en réponse aux contrastes de densité et élévation entre plateau océanique et plancher océanique normal. Le mécanisme que nous proposons est physiquement comparable, même si dans notre hypothèse ce sont les gradients de pression aux frontières océan-continent qui sont en jeu. Notre modèle semble plus à même de s'appliquer à la subduction de la lithosphère atlantique sous l'Amérique Centrale : il permet d'expliquer des observations supplémentaires et de comprendre la localisation des uniques zones de subduction en Atlantique.

Autres exemples (subductions anciennes)

Nous venons d'évoquer le cas des rares subductions observées en Atlantique, et de montrer que notre modèle permet d'expliquer leur initiation. Sur Terre, l'ensemble des zones de subduction sont localisées en bordure des continents (ou en tout cas à de faibles distances de ceux-ci). Cette observation suggère que, de manière générale, c'est bien au niveau des marges passives que démarre la plongée de la lithosphère océanique dans l'asthénosphère. *Bradley* (2008) recense quelques exemples confirmant cela. Ainsi, la subduction chilienne se serait développée au niveau d'une marge passive du Gondwana, durant l'Ordovicien (*Bahlburg et Hervé*, 1997). Un contexte de convergence aurait facilité la conversion de la marge passive en marge active. Des initiations de subduction aux frontières océan-continent sans aucune convergence des plaques ont également été mises en évidence. Cela aurait par exemple été le cas pour la marge de la plate-forme nord-afghane au Dévonien (*Brookfield et Hashmat*, 2001), ou encore pour la marge sud-ouest de la plaque iranienne à la fin du Trias (*Sheikholeslami et al.*, 2008). *Bradley* (2008) souligne qu'il n'existe malheureusement pas de modèles expliquant de tels processus. Notre étude permet de les comprendre.

7.2 Formation de la croûte continentale et premières subductions

Nous avons jusqu'ici considéré des marges du type de celles observées à l'époque actuelle, et étudié leur évolution sur quelques dizaines de millions d'années. Nous nous plaçons maintenant sur une échelle de temps plus longue, et discutons de la validité de notre théorie pour une Terre plus jeune. Dans notre modèle, l'initiation de la subduction est une conséquence des contrastes de densité et élévation aux frontières océan-continent. Elle nécessite donc que de la croûte continentale soit déjà présente sur Terre. Cela soulève le problème du mécanisme de formation de la croûte continentale. En effet, une partie des théories proposées fait appel aux zones de subduction.

Les roches continentales archéennes sont essentiellement composées de tonalite, trondhjemitite et granodiorite. Une étape essentielle dans la formation de la croûte continentale felsique

à partir de manteau primitif est donc la génération des suites TTG. La géochimie de ces suites peut être obtenue par fusion partielle de roches basaltiques hydratées sous des conditions haute pression - haute température. Des TTG pourraient donc être générées par fusion partielle de la croûte océanique subductée, si les conditions de fusion sont atteintes avant que la croûte ne se soit déshydratée (e.g., *Martin*, 1986; *Drummond et Defant*, 1990). Les subductions actuelles sont trop froides pour que cela soit le cas (excepté là où des dorsales y sont impliquées) : la croûte océanique se déshydrate, et c'est le coin mantellique, hydraté par les fluides ainsi libérés, qui subit la fusion partielle. À l'Archéen, la croûte océanique qui subductait était plus jeune et plus chaude qu'aujourd'hui. Les conditions pouvaient donc être réunies pour la génération de TTG.

Dans cette hypothèse, la formation de la croûte continentale repose entièrement sur l'existence de zones de subduction. Il existe toutefois d'autres mécanismes possibles, qui n'impliquent pas de subductions. Par exemple, *Albarède* (1998) propose un modèle où un panache mantellique charge de magma une plaque qui n'est soumise à aucune subduction, et donc quasiment immobile par rapport à un système de référence profond. Il en résulte un plateau basaltique épais et de flottabilité telle qu'il ne pourra en aucun cas subduire. Soumis à une altération chimique et hydrothermale et à des processus magmatiques, ce protolithe basaltique devient rapidement felsique, avec une composition similaire à celle de la croûte continentale.

Un mécanisme alternatif n'impliquant pas de subduction consiste en une délamination d'une protocroûte éclogitique. C'est ce qu'étudient par exemple *Zegers et van Keken* (2001). À l'Archéen, le manteau était plus chaud qu'aujourd'hui et la croûte basaltique plus épaisse. Selon *Zegers et van Keken* (2001), la stratification était telle que des subductions comparables à celles actuelles ne pouvaient exister. En revanche, une éclogitisation efficace en base de croûte devait se produire. La faiblesse de la croûte intermédiaire et la densité élevée de la couche d'éclogite par rapport au manteau sous-jacent hazburgitique devait conduire à sa délamination. *Zegers et van Keken* (2001) proposent une délamination de l'éclogite uniquement, sous forme de diapirs. Du manteau chaud appauvri remplace alors l'éclogite, ce qui induit une décompression mantellique, la fusion de la croûte inférieure gabbroïque et amphibolique, et ainsi la génération de TTG.

Notre étude sur l'initiation de la subduction implique que la formation de la croûte continentale précède l'apparition des premières zones de subduction. Elle suggère donc que les modèles de génération de TTG par fusion d'une plaque océanique plongeante ne peuvent expliquer la formation de la croûte continentale la plus ancienne. Les mécanismes de type plateau océanique ou délamination éclogitique sont plus appropriés. Une fois les premiers continents formés, la subduction peut démarrer, et une fusion partielle de la croûte océanique subductante peut alors éventuellement participer à la croissance continentale. Un recyclage de la croûte continentale est aussi possible : si des sédiments terrigènes recouvrant la plaque océanique sont enfouis dans la subduction, ils vont fondre et peuvent être réintégrés à la croûte

au niveau des magmas d'arc. Il semble cependant qu'en moyenne, la subduction de sédiments entraîne plus une perte de masse continentale : seule une petite portion se retrouverait dans les magmas d'arc, la plus grande partie étant mélangée au manteau (*Von Huene et Scholl*, 1991; *Clift et Vannucchi*, 2004). Un autre mécanisme par lequel les zones de subduction peuvent contribuer à la croissance des continents est l'accrétion de plateaux océaniques. Ces derniers sont trop peu denses pour subduire : s'ils sont entraînés par la plaque qui les porte jusqu'à une zone de subduction, ils ne vont donc pas plonger, mais s'accrocher au continent bordant la subduction (*Ben-Avraham et al.*, 1981).

La chronologie qui découle de notre étude semble cohérente avec la structure des cratons archéens, constitués de ceintures accrétées autour de noyaux anciens. Un exemple typique d'une telle structure est donnée par la Province Supérieure au Canada. Les plus vieux blocs continentaux se trouvent au nord de la province. Ils sont bordés par une alternance de ceintures métasédimentaires et d'assemblages granites-roches vertes. Les datations sur les zircons indiquent des âges allant de 3.1 à 2.6 Ga environ. L'alternance des lithologies, la forme allongée des structures, et les âges décroissant du nord vers le sud sont cohérents avec une accrétion de segments crustaux dans un contexte de convergence des plaques (e.g., *Langford et Morin*, 1976; *Hoffman*, 1989; *Williams*, 1990).

En résumé, nous proposons la succession d'événements suivante. Les premiers noyaux continentaux se forment à l'Archéen sur une Terre où la subduction n'existe pas encore. Plusieurs origines sont possibles. La formation de la croûte continentale peut par exemple être une conséquence de la délamination d'une couche d'éclogite en base de croûte océanique, ou bien résulter de la transformation de plateaux basaltiques générés par l'arrivée à la surface de panaches mantelliques. Les premières subductions peuvent alors s'initier au niveau des marges continentales. Si la croûte océanique subductée subit de la fusion partielle avant de se déshydrater, des magmas de type TTG sont générés et vont former la croûte d'arc, ce qui contribue à la croissance continentale. Dans le cas où des arcs ainsi créés ou des plateaux océaniques trop peu denses pour subduire sont entraînés jusqu'à une zone de subduction, ils s'y accrètent, formant des structures comparables à celles observées dans la Province Supérieure par exemple.

Chapitre 8

Conclusions

Nous avons étudié les conditions nécessaires pour qu'une subduction puisse démarrer au niveau d'une marge passive. Le mécanisme que nous proposons est le suivant. La croûte continentale, peu dense et épaisse, présente une élévation par rapport au toit de la lithosphère océanique adjacente. Il en résulte des contraintes latérales, dont l'amplitude est supérieure à la résistance en tension de la partie supérieure de la croûte continentale. Cette dernière va donc s'étaler sur la plaque océanique. Elle constitue une charge, qui génère des contraintes cisailantes en bout de plaque océanique suffisantes pour engendrer un découplage. La lithosphère océanique se fléchit alors librement en réponse au chevauchement par la croûte continentale. Son élasticité peut également conduire à un mouvement vertical vers le haut (remontée de la plaque) au bout de quelques dizaines de millions d'années.

La déflexion de la lithosphère océanique et l'amincissement de la croûte continentale adjacente vont, dans certaines conditions, permettre à du manteau sublithosphérique de venir chevaucher la plaque océanique. Alors, si la plaque est de densité supérieure à celle du manteau, elle plongera spontanément sous son propre poids. Cela se produira également si la lithosphère océanique a initialement une flottabilité positive, mais a été enfoncée à une profondeur suffisante pour que se produisent des réactions métamorphiques inversant sa flottabilité.

Dans d'autres cas, la plaque défléchie remonte avec une vitesse verticale comparable à celle d'amincissement du continent. Alors, il n'y aura pas d'initiation de subduction possible : la marge restera passive.

Nous avons illustré notre modèle par des expériences en laboratoire qui nous ont aussi permis de mettre en évidence les effets élastiques dans un cadre beaucoup plus simple que celui de la Terre. Nous avons traité les cas géologiques grâce à un modèle numérique, établi à partir d'une approche théorique du problème. Pour mettre en évidence les paramètres importants du modèle, nous avons procédé à une analyse dimensionnelle. Trois nombres sans dimension contrôlent la possibilité de transition d'une marge passive en marge active. L'un d'eux fait intervenir le contraste de densité entre la plaque océanique et le manteau sous-jacent. L'influence de ce nombre n'est toutefois pas déterminante : pour une flottabilité donnée, la lithosphère océanique pourra entrer en subduction ou non, selon la valeur des deux autres

nombres sans dimension. Un de ces nombres est le rapport entre la distance sur laquelle l'amincissement du continent est ressenti et le paramètre flexural de la plaque océanique. L'initiation d'une subduction est favorisée pour de faibles valeurs de ce nombre, c'est-à-dire si la croûte continentale s'amincit sur une petite distance ou si la lithosphère océanique a un paramètre flexural élevé (*i.e.*, lithosphère âgée). L'autre nombre sans dimension déterminant est le rapport entre l'épaisseur initiale de la croûte continentale et l'épaisseur élastique de la plaque océanique. Une croûte continentale initialement amincie et une plaque océanique de grande épaisseur élastique rendront plus facile le développement d'une subduction.

Notre modèle apporte une possible explication à la localisation des uniques zones de plongée de la lithosphère atlantique, qui se situent là où la largeur de croûte continentale adjacente est la plus réduite. Il pourrait également expliquer certains aspects caractéristiques des marges passives, notamment les mouvements verticaux qui y sont enregistrés.

Annexe A

Valeurs des paramètres pour les expériences

<i>Plaques élastiques</i>			
ν	Coefficient de Poisson	0.4	-
E	Module d'Young	1.23	GPa
ρ	Masse volumique	1292.6	kg.m ⁻³
h_p	Épaisseur	300 et 690	μm
W	Largeur	19 à 19.8	cm
L	Longueur	52 à 58	cm

Récapitulatif des expériences effectuées. La différence entre les séries I et II est expliquée dans le texte, Section 4.2. Le symbole \star indique les expériences réalisées sous eau.

		<i>Fluide 1</i>			<i>Fluide 2</i>		<i>Plaque</i>
		Masse, g	ρ_1 , g.cm ⁻³	η_1 , Pa.s	ρ_2 , g.cm ⁻³	η_2 , Pa.s	h_p , μm
<i>Série I</i>	Exp. 1	1135	1.009	17.06	1.027	2.45	690
	Exp. 2	912	1.006	8.43	1.022	1.97	300
	Exp. 3	549	1.006	8.43	1.022	1.97	300
	Exp. 4	1993	1.006	8.43	1.022	1.97	300
	Exp. 5	775	1.002	175.30	1.082	2.45	300
	Exp. 6	1227	1.002	175.30	1.082	2.45	300
	Exp. 7	901	1.002	175.30	1.082	2.45	300
<i>Série II</i>	Exp. 8	1551	1.002	17.69	1.084	1.94	690
	Exp. 9 \star	2114	1.002	17.69	1.084	1.94	300
	Exp. 10 \star	1865	1.036	30.69	1.163	2.51	690
	Exp. 11 \star	2486	1.036	30.69	1.163	2.51	300
	Exp. 12 \star	1676	1.022	8.06	1.146	0.82	300
	Exp. 13 \star	1063	1.022	8.06	1.146	0.82	690
	Exp. 14 \star	1174	1.038	18.81	1.152	0.78	300
	Exp. 15	1489	0.990	0.52	1.149	0.64	300
	Exp. 16	1309	1.003	5.23	1.176	3.98	300
	Exp. 17	1833	1.003	5.23	1.176	3.98	690
	Exp. 18 \star	870	1.087	14.37	1.309	0.14	690
	Exp. 19 \star	1254	1.087	14.37	1.309	0.14	690

Annexe B

Méthodes et tests numériques

B.1 Méthodes numériques

B.1.1 Procédure générale

Nous partons d'un état où une petite quantité V_o de fluide 1 chevauche déjà la plaque élastique. Dans le cas où nous traitons l'étalement d'un volume constant entièrement sur la plaque, $V_o = V_{tot}$.

Nous commençons par calculer un profil initial pour le fluide. La solution obtenue étant au bout d'un certain temps indépendante de l'état initial (voir Section B.2), nous pouvons partir de n'importe quel profil.

Nous calculons la déflexion de la plaque induite par cette charge de volume V_o .

Débutent alors les itérations en temps. Une itération temporelle (j) comprend plusieurs étapes.

Nous commençons par traiter l'avancée du fluide sur la plaque fléchie au bout d'un pas de temps dt . Le calcul est effectué pour trois valeurs distinctes de H_L (H_L est la hauteur de fluide en bout de plaque - en $s^* = 1$).

Pour les trois solutions obtenues, la déflexion de la plaque sous cette nouvelle répartition du fluide est déterminée.

Nous pouvons alors calculer, pour les trois cas, H'_L (hauteur de fluide au-delà de la plaque) de deux manières : par conservation du volume total de fluide, et par équilibre hydrostatique. Les deux estimations de H'_L doivent être égales (en pratique, la différence $\Delta H'_L$ entre les deux estimations doit être inférieure à un certain seuil). Si c'est le cas pour un des trois calculs, nous le gardons et passons à l'itération $j + 1$. Si plusieurs des calculs conviennent, nous conservons celui pour lequel les deux estimations sont les plus proches, et passons à l'itération $j + 1$.

Dans le cas où aucun des calculs ne donne deux estimations peu différentes, nous utilisons les valeurs de H'_L obtenues en fonction de celles de H_L dans une méthode de type Newton-Raphson, pour se rapprocher d'une valeur de H_L qui donnera des résultats acceptables. Nous repartons au début de l'itération j , en prenant la valeur de H_L donnée par la méthode Newton-Raphson et deux valeurs de part et d'autre ($H_L(1 - \varepsilon)$ et $H_L(1 + \varepsilon)$). Nous procédons ainsi jusqu'à converger vers une différence $\Delta H'_L$ inférieure au seuil fixé. Alors, nous

passons à l'itération $j + 1$.

B.1.2 Méthode utilisée pour calculer la déflexion de la plaque

Pour calculer la flexure de la plaque sous son propre poids et sous la charge de fluide 1, nous devons résoudre le système d'équations sans dimension établi dans la Section 6.2 (Équation 6.6), à savoir

$$\begin{cases} \frac{d\tau^*}{ds^*} = -p^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \frac{\rho}{\Delta\rho} \frac{h_p}{\delta_p} \cos \alpha + \frac{\delta_p}{h_p} (P_l^* - P_u^*) \\ \frac{dp^*}{ds^*} = \tau^* \frac{d\alpha}{ds^*} - \frac{\rho}{\Delta\rho} \frac{h_p}{\delta_p} \sin \alpha \\ \frac{d^2\alpha}{ds^{*2}} = 12\tau^* \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

En posant

$$y_1 = \alpha, \quad y_2 = \frac{d\alpha}{ds^*}, \quad y_3 = \tau^*, \quad y_4 = p^* \quad \text{et} \quad y_5 = w^*,$$

et en utilisant l'expression de $P_l^* - P_u^*$ (Équation 6.7) nous avons alors, par exemple pour le cas géologique en domaine océanique

$$\begin{cases} \frac{dy_1}{ds^*} = y_2 \\ \frac{dy_2}{ds^*} = 12y_3 \\ \frac{dy_3}{ds^*} = -y_2y_4 + \frac{\rho}{\Delta\rho} \frac{h_p}{\delta_p} (1 - \cos y_1) - \frac{H'_{Lo}}{\delta_p} y_5 - \frac{\rho_1 - \rho_{eau}}{\Delta\rho} \frac{H'_{Lo}}{\delta_p} H^* \\ \frac{dy_4}{ds^*} = y_2y_3 - \frac{h_p}{\delta_p} \sin y_1 \\ \frac{dy_5}{ds^*} = \sin y_1 \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

En domaine continental, $P_l^* - P_u^*$ change (Équation 6.8), donc la troisième équation est légèrement différente.

Dans tous les cas (modélisation des expériences ou des cas géologiques), nous avons un système de cinq équations différentielles à cinq inconnues à résoudre. Les conditions aux limites dont nous disposons sont

$$\begin{cases} \text{en } s = 0, & y_1 = 0, & y_5 = 0, \\ \text{en } s = 1, & y_2 = 0, & y_3 = 0, & y_4 = 0. \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

Certaines conditions aux limites sont donc connues à l'extrémité fixe de la plaque, d'autres du côté où elle plonge.

Pour résoudre le système B.2, nous partons de $s = 0$. Nous prenons y_1 et y_5 nuls, et nous cherchons les valeurs de y_2 , y_3 et y_4 en $s = 0$ qui permettent d'avoir y_2 , y_3 et y_4 nuls en

$s = 1$. Pour cela, nous résolvons le système B.2 pour quatre triplets de valeurs de y_2 , y_3 et y_4 en $s = 0$ différents. La résolution s'effectue pas à pas, de $s = 0$ à $s = 1$, par une méthode Runge-Kutta d'ordre 4. Nous en déduisons y_2 , y_3 et y_4 en $s = 1$ pour chaque triplet. Nous procédons alors par une méthode du gradient pour converger vers y_2 , y_3 et y_4 en $s = 0$ tels que y_2 , y_3 et y_4 soient nuls en $s = 1$. Par exemple, nous posons

$$\begin{array}{l} A \quad y_2|_{s0}, \quad y_3|_{s0}, \quad y_4|_{s0} \\ B \quad y_2|_{s0}^2, \quad y_3|_{s0}, \quad y_4|_{s0}^1 \\ C \quad y_2|_{s0}, \quad y_3|_{s0}^2, \quad y_4|_{s0}^1 \\ D \quad y_2|_{s0}, \quad y_3|_{s0}, \quad y_4|_{s0}^2 \end{array} \quad (\text{B.4})$$

où nous avons pris comme notation $s0$ pour $s = 0$ (nous noterons également par la suite $s1$ pour $s = 1$), et où $y_i|_{s0}^1$ et $y_i|_{s0}^2$ sont deux valeurs distinctes de y_i en $s = 0$. Nous calculons les dérivées partielles de chaque variables. Pour y_2 ,

$$\begin{array}{l} \frac{\partial y_2|_{s1}}{\partial y_2|_{s0}} = \frac{y_2|_{s1}^B - y_2|_{s1}^A}{y_2|_{s0}^2 - y_2|_{s0}^1} \\ \frac{\partial y_2|_{s1}}{\partial y_3|_{s0}} = \frac{y_2|_{s1}^C - y_2|_{s1}^A}{y_3|_{s0}^2 - y_3|_{s0}^1} \\ \frac{\partial y_2|_{s1}}{\partial y_4|_{s0}} = \frac{y_2|_{s1}^D - y_2|_{s1}^A}{y_4|_{s0}^2 - y_4|_{s0}^1} \end{array} \quad (\text{B.5})$$

Nous écrivons de même les dérivées partielles de y_3 et y_4 . Au premier ordre,

$$0 = y_2|_{s1} + \frac{\partial y_2|_{s1}}{\partial y_2|_{s0}} (y_2|_{s0}^3 - y_2|_{s0}^1) + \frac{\partial y_2|_{s1}}{\partial y_3|_{s0}} (y_3|_{s0}^3 - y_3|_{s0}^1) + \frac{\partial y_2|_{s1}}{\partial y_4|_{s0}} (y_4|_{s0}^3 - y_4|_{s0}^1) \quad (\text{B.6})$$

où $y_2|_{s0}^3$, $y_3|_{s0}^3$ et $y_4|_{s0}^3$ sont les valeurs pour lesquelles $y_2|_{s1}$, $y_3|_{s1}$ et $y_4|_{s1}$ sont nuls. En écrivant l'Équation B.6 pour y_3 et y_4 , et en posant $\Delta y_i = y_i|_{s0}^3 - y_i|_{s0}^1$ (avec $i = 2, 3, 4$), nous obtenons trois équations qui peuvent être mises sous forme matricielle,

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial y_2|_{s1}}{\partial y_2|_{s0}} & \frac{\partial y_2|_{s1}}{\partial y_3|_{s0}} & \frac{\partial y_2|_{s1}}{\partial y_4|_{s0}} \\ \frac{\partial y_3|_{s1}}{\partial y_2|_{s0}} & \frac{\partial y_3|_{s1}}{\partial y_3|_{s0}} & \frac{\partial y_3|_{s1}}{\partial y_4|_{s0}} \\ \frac{\partial y_4|_{s1}}{\partial y_2|_{s0}} & \frac{\partial y_4|_{s1}}{\partial y_3|_{s0}} & \frac{\partial y_4|_{s1}}{\partial y_4|_{s0}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta y_2 \\ \Delta y_3 \\ \Delta y_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -y_2|_{s1}^1 \\ -y_3|_{s1}^1 \\ -y_4|_{s1}^1 \end{bmatrix}.$$

ou

$$J\Delta = -Y_{s1}^1.$$

Nous inversons la matrice Jacobienne J pour obtenir le vecteur Δ ($\Delta = -J^{-1}Y_{s1}^1$). Nous résolvons le système d'équations B.2 pour les valeurs de $y_2|_{s0}^3$, $y_3|_{s0}^3$ et $y_4|_{s0}^3$ ainsi obtenues. Si $y_2|_{s1}$, $y_3|_{s1}$ et $y_4|_{s1}$ sont inférieures au seuil fixé, nous gardons la solution. Sinon, nous itérons

la recherche jusqu'à ce qu'elle converge vers des valeurs acceptables.

Diverses méthodes ont été testées pour déterminer les valeurs de $y_2|_{s0}$, $y_3|_{s0}$ et $y_4|_{s0}$. Nous avons également fait des essais en partant de l'autre extrémité de la plaque (en $s = 1$), et en cherchant $y_1|_{s1}$ et $y_5|_{s1}$ telles que ces mêmes variables soient nulles en $s = 0$. La méthode que nous avons détaillée ici s'est toutefois révélée la plus efficace. La difficulté du problème est que les solutions sont très non-linéaires. Il faut donc partir d'un point de l'espace des paramètres proche de celui recherché, et calculer les gradients sur de petits pas. Enfin, nous avons ajouté une condition permettant de réduire les valeurs de Δy_i lorsque celles-ci sont supérieures à un certain seuil, pour éviter de s'égarer dans l'espace des paramètres. Dans ce cas, nous gardons la direction donnée par la méthode du gradient, mais ne faisons qu'une partie du pas indiqué (Δy_i) dans cette direction.

B.1.3 Méthode utilisée pour traiter l'étalement du fluide

Pour calculer l'avancement du fluide, nous utilisons une méthode implicite, plus stable que les méthodes explicites. Nous devons résoudre l'Équation 5.25. Une forme sans dimension et en abscisse curviligne de cette équation est

$$\frac{\partial H^*}{\partial t^*} = \frac{1}{\cos \alpha} \frac{\partial}{\partial s^*} \left(\frac{H^{*3}}{\cos \alpha} \frac{\partial}{\partial s^*} (H^* + w^*) \right) \quad \text{pour } s^* < 1.$$

Dans la suite, nous ne notons plus les astérisques pour faciliter la lecture. Le principe de la méthode implicite est le suivant. Nous posons

$$H(t + dt) = H(t) + \delta H,$$

avec $\delta H = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial H}{\partial t} \Big|_t + \frac{\partial H}{\partial t} \Big|_{t+dt} \right) \delta t.$ (B.7)

Nous calculons l'étalement du fluide entre t et $t + dt$ sur le profil de plaque établi à t , puis calculons la flexure de la plaque (celle qui correspond au temps $t + dt$) sous l'effet de la nouvelle répartition du fluide. Par conséquent, la déflexion w ne dépend pas directement du temps. Les dérivées temporelles de H s'écrivent donc

$$\frac{\partial H}{\partial t} \Big|_t = \frac{1}{\cos \alpha} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{H^3}{\cos \alpha} \frac{\partial}{\partial s} (H + w) \right) \quad (B.8)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} \Big|_{t+dt} = \frac{1}{\cos \alpha} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{(H + \delta H)^3}{\cos \alpha} \frac{\partial}{\partial s} (H + \delta H + w) \right) \quad (B.9)$$

Comme δH est un petit incrément, nous pouvons procéder à un développement limité :

$$\frac{\partial H}{\partial t} \Big|_{t+dt} = \frac{1}{\cos \alpha} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{H^3}{\cos \alpha} \left(1 + 3 \frac{\delta H}{H} \right) \frac{\partial}{\partial s} (H + \delta H + w) \right). \quad (B.10)$$

Nous développons ensuite les équations B.8 et B.10, et écrivons les dérivées spatiales de façon discrète. Par exemple la dérivée première discrète de H en s_i s'écrit

$$\frac{\partial H}{\partial s} \Big|_t^i = \frac{H_{i+1} - H_{i-1}}{2\Delta s}, \quad (B.11)$$

où H_{i+1} et H_{i-1} sont les valeurs de H à t respectivement aux positions s_{i+1} et s_{i-1} . La dérivée seconde discrète de H en s_i est

$$\left. \frac{\partial^2 H}{\partial s^2} \right|_t^i = \frac{H_{i+1} + H_{i-1} - 2H_i}{\Delta s^2}. \quad (\text{B.12})$$

Nous exprimons de la même manière les dérivées spatiales des autres variables. Les équations B.8 et B.10 font intervenir, comme dérivées spatiales :

- la dérivée première du $\cos \alpha$, donc α_{i+1} et α_{i-1} (à t),
- les dérivées premières et secondes de H et w , donc H_{i-1} , H_i , H_{i+1} et w_{i-1} , w_i , w_{i+1} (à t),
- les dérivées première et seconde de δH , donc δH_{i-1} , δH_i , δH_{i+1} .

Nous utilisons par ailleurs la forme discrète de l'Équation B.7,

$$\delta H_i = \frac{1}{2} \left(\left. \frac{\partial H}{\partial t} \right|_t^i + \left. \frac{\partial H}{\partial t} \right|_{t+dt}^i \right) \delta t. \quad (\text{B.13})$$

Toutes les variables que nous venons d'énumérer sont connues, à part les incréments temporels δH , que nous cherchons à déterminer. En utilisant les équations B.8, B.10, B.11, B.12 et B.13, nous obtenons une expression du type

$$a_i \delta H_{i-1} + b_i \delta H_i + c_i \delta H_{i+1} = d_i, \quad (\text{B.14})$$

où a_i , b_i , c_i et d_i sont des coefficients fonctions des autres variables. Pour un étalement sur n pas, nous pouvons écrire l'Équation B.14 pour i compris entre 2 et $n-1$. Une forme matricielle peut être adoptée :

$$M \delta H = V, \quad (\text{B.15})$$

où M est une matrice $(n+1) \times (n+1)$ et δH et V des vecteurs de $n+1$ lignes. Les lignes 2 à $n-1$ sont déduites de l'Équation B.14. Il nous reste à définir les lignes 1 et n , et la ligne $n+1$, qui sert à déterminer la position du front.

Pour les lignes 1 et n , nous ne pouvons pas utiliser les dérivées première et seconde centrées telles qu'exprimées en B.11 et B.12.

La position s_1 correspond à l'endroit où la hauteur de fluide 1 sur la plaque est maximale, et où se situe la transition avec la zone où le fluide 1 repose sur du fluide 2. Comme évoqué précédemment, nous testons des valeurs de H_L ($H_L = H(s_1) = H_1$) pour obtenir celle permettant que l'épaisseur de fluide au-delà de la plaque, H'_L , satisfasse l'équilibre hydrostatique et la conservation du volume. Nous pouvons donc simplement écrire la première ligne de la matrice comme

$$\delta H_1 = H_1^{test} - H_1 \quad \Leftrightarrow \quad M(1,1) = 1, \quad B(1) = H_1^{test} - H_1.$$

s_n correspond à la dernière position discrète avant le front du fluide. Le front n'est en effet pas forcément à une position discrète : il peut être à une distance δs de s_n (avec $\delta s < \Delta s$). Sachant que,

$$H(s_n + \delta s) = H_n + \delta s \left. \frac{\partial H}{\partial s} \right|_n + \frac{\delta s^2}{2} \left. \frac{\partial^2 H}{\partial s^2} \right|_n$$

$$\text{et } H(s_n - \Delta s) = H_n - \Delta s \left. \frac{\partial H}{\partial s} \right|_n + \frac{\Delta s^2}{2} \left. \frac{\partial^2 H}{\partial s^2} \right|_n,$$

et que

$$H(s_n + \delta s) = 0 \quad \text{et} \quad H(s_n - \Delta s) = H_{n-1},$$

nous en déduisons, respectivement en soustrayant et additionnant ces deux dernières expressions,

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial H}{\partial s} \right|_n &= \frac{-H_{n-1}}{\delta s + \Delta s} \\ \left. \frac{\partial^2 H}{\partial s^2} \right|_n &= \frac{2}{\Delta s^2 + \delta s^2} \left(H_{n-1} - 2H_n + H_{n-1} \frac{\delta s - \Delta s}{\delta s + \Delta s} \right) \end{aligned}$$

Comme à $t + dt$, la hauteur de fluide est par définition toujours nulle au niveau du front, nous pouvons utiliser les mêmes expressions pour les dérivées spatiales en s_n de δH . Pour w et α , les expressions de dérivées centrées classiques peuvent être utilisées, car nous connaissons le profil de la plaque au-delà de la zone chevauchée par le fluide (donc w_{n+1} est connu).

Enfin, la dernière ligne ($n + 1$) de la matrice M sert à déterminer la nouvelle position du front. Dans le vecteur δH , le terme de la ligne $n + 1$ est en fait la distance δs_o entre la position du front à l'instant $t + dt$ et celle à t . Comme les δH_i , il s'agit d'une inconnue que nous devons déterminer. Pour cela, nous utilisons la conservation du volume. Si le volume total est conservé, mais que la portion V_o de fluide sur la plaque varie (flux non nul en $s = 1$), nous utilisons la valeur de V_o donnée par

$$V_o(t + dt) = V_o(t) + \phi dt,$$

où ϕ est le flux en $s = 1$

$$\phi = -\frac{H_1^3}{\cos \alpha} \left. \frac{\partial(H + w)}{\partial s} \right|_1.$$

Pour le calcul du volume, nous définissons un profil quelconque pour le fluide entre la position s_{n-1} et celle du front à $t + dt$. Nous pourrions utiliser une forme linéaire, mais il est préférable de travailler avec un profil moins abrupte. Nous choisissons d'utiliser une expression analytique proche de celle correspondant à la propagation de fluide à flux constant

$$s_{n-1} \leq s \leq s_o(t + dt), \quad H^f(s) = H_{n-1} \left(\frac{s_o(t + dt) - s}{s_o(t + dt) - s_{n-1}} \right)^{1/3}.$$

Nous avons alors

$$V_o(t + dt) = \int_0^{s_{n-1}} (H + \delta H) ds + \int_{s_{n-1}}^{s_o(t+dt)} H^f(s) ds$$

L'intégrale de H^f se calcule analytiquement, et donne

$$\int_{s_{n-1}}^{s_o(t+dt)} H^f(s) ds = \frac{3}{4} H_{n-1} (s_o(t + dt) - s_{n-1}),$$

ce qui s'écrit aussi

$$\int_{s_{n-1}}^{s_o(t+dt)} H^f(s) ds = \frac{3}{4} H_{n-1} (\delta s_o + s_o(t) - s_{n-1}),$$

avec $\delta s_o = s_o(t + dt) - s_o(t)$. Nous obtenons finalement

$$\int_0^{s_{n-1}} \delta H ds + \frac{3}{4} H_{n-1} \delta s_o = V_o - \int_0^{s_{n-1}} H ds - \frac{3}{4} H_{n-1} (s_o(t) - s_{n-1}) \quad (\text{B.16})$$

Le traitement numérique des intégrales est fait suivant la méthode de Simpson. Par exemple, pour une intégration de H sur un nombre p pair de pas d'espace,

$$\int_0^{s_p} H ds = \Delta s \left[\frac{1}{3} H(1) + \frac{4}{3} H(2) + \frac{2}{3} H(3) + \frac{4}{3} H(4) + \frac{2}{3} H(5) + \dots + \frac{1}{3} H(p) \right].$$

Pour une intégration sur un nombre p impair de pas d'espace,

$$\int_0^{s_p} H ds = \Delta s \left[\frac{1}{3} H(1) + \frac{4}{3} H(2) + \frac{2}{3} H(3) + \frac{4}{3} H(4) + \frac{2}{3} H(5) + \dots + \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \right) H(p-1) + \frac{1}{2} H(p) \right].$$

Les mêmes expressions sont valables pour les intégrations de δH . La dernière ligne de la matrice M est donc constituée des coefficients d'intégration des δH_i , et dans la dernière colonne, du coefficient de δs_o . La dernière ligne du vecteur V est donnée par le membre de droite de l'Équation B.16.

Nous avons alors entièrement défini la matrice M et le vecteur V . L'inversion de M permet d'obtenir le vecteur δH :

$$\delta H = M^{-1} V.$$

Pour l'inversion de la matrice M , nous utilisons les méthodes de décomposition de matrices (une partie de M étant tridiagonale).

B.1.4 Remarque

La méthode Newton-Raphson adoptée pour déterminer la valeur de H_L telle que les deux estimations de H'_L soient cohérentes repose sur le même principe que celle du gradient (utilisée dans le calcul de flexure et détaillée précédemment). Le problème est plus simple puisque nous n'avons à minimiser qu'une variable (valeur absolue de la différence entre les deux estimations de H'_L) en fonction d'un paramètre (H_L). Cela nous permet de travailler avec des développements limités au second ordre, et non au premier ordre comme dans la méthode du gradient.

B.2 Tests sur l'état initial

Pour montrer que la solution obtenue pour l'étalement d'un fluide n'est pas dépendante du profil initial choisi, nous prenons l'exemple d'une modélisation des expériences en laboratoire

L	ν	E	ρ	h_p	δ_p	ρ_2	ρ_1	η	H'_{Lo}
$56.5 \cdot 10^{-2}$	0.40	1.23	1300	$700 \cdot 10^{-6}$	$9.6 \cdot 10^{-2}$	1100	1000	20	$2.1 \cdot 10^{-2}$

Tab. B.1: Valeurs (dimensionnées) de l'ensemble des paramètres du modèle. Les unités sont : distances m, module d'Young GPa, densités kg.m^{-3} , viscosité Pa.s.

à volume constant. Les valeurs choisies pour les paramètres sont données par la Table B.1. Nous considérons deux profils initiaux différents, pour un même volume V_o de fluide (dans le cas traité ici, $V_o = V_{tot}$).

L'un des profils correspond à la formule analytique pour un étalement à flux constant sur une surface plane,

$$H = \frac{4}{3} V_o s_o^{-4/3} (s_o - s)^{1/3},$$

où s est une abscisse curviligne le long de la plaque, qui, lorsque cette dernière n'est pas fléchie, coïncide avec la coordonnée horizontale x . s_o est la position du front du fluide à l'instant initial.

L'autre profil correspond à la formule analytique pour un étalement à volume constant sur une surface plane,

$$H = C \left(1 - \left(\frac{s}{s_0} \right)^2 \right)^{1/3},$$

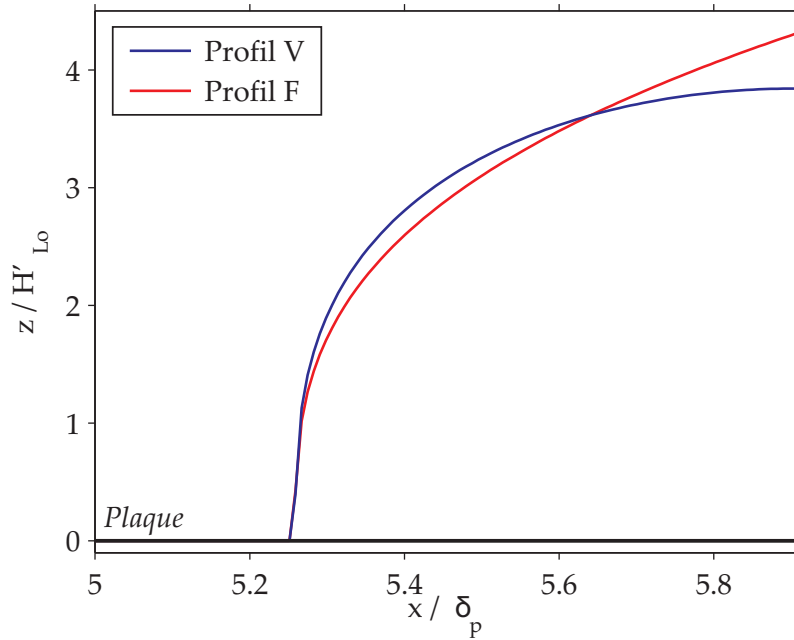


Fig. B.1: Comparaison des deux états initiaux testés. Le 'profil V' correspond à la solution analytique pour un étalement à volume constant sur une surface plane, le 'profil F' à celle à flux constant.

avec C , une constante pouvant être calculée à partir du volume de fluide V_o :

$$V_o = \int_0^{s_o} H ds \quad \Rightarrow \quad C = \frac{V_o}{\int_0^{s_o} \left(1 - \left(\frac{s}{s_o}\right)^2\right)^{1/3} ds}.$$

La Figure B.1 illustre la différence entre ces deux profils initiaux. La distance horizontale est adimensionnée par le paramètre flexural. Pour la mise sans dimension de la hauteur, comme tout le fluide est dès le départ sur la plaque élastique, il nous faut définir différemment H'_{Lo} . Nous prenons pour H'_{Lo} l'épaisseur du fluide dans le compartiment qui le contient avant qu'il ne soit sur la plaque (voir Figure 4.4).

La Figure B.2 montre l'évolution temporelle de l'avancée du front x_o ainsi que celle de la profondeur de l'extrémité plongeante de la plaque w_L . Pour x_o , nous notons que les courbes sont très légèrement différentes pour des temps inférieurs à ~ 0.5 (valeur dimensionnée de ~ 2.7 s), mais se superposent quasi-parfaitement après. La différence initiale entre les deux solutions est plus marquée pour w_L , mais disparaît rapidement (au bout de $t^* \sim 0.1$, soit ~ 0.5 s). En résumé, l'influence du profil initial n'est sensible que sur une très courte durée.

B.3 Tests sur la discrétisation (spatiale et temporelle)

La Figure B.3 montre trois calculs effectués avec différentes discrétisations spatiale et temporelle. Ils correspondent à un cas géologique, avec des valeurs de paramètres identiques pour les trois cas (Table B.2). Nous considérons :

- un calcul de référence,
- un test où le pas d'espace est le même que dans le calcul de référence, mais où les pas de temps sont différents,
- un test où les pas de temps sont les mêmes que dans le calcul de référence, mais où le pas d'espace est différent.

La Table B.2 indique les valeurs de pas adoptées pour ces tests. Elles sont données sans dimension. Les échelles utilisées pour la mise sans dimension sont celles établies dans la Section 6.2.

Dans tous les cas, le pas de temps est modifié au cours du calcul. Il prend trois valeurs, d'autant plus grandes que le calcul est avancé. Ce choix s'explique par le fait que l'évolution est de plus en plus lente. En particulier, la vitesse d'étalement de la croûte continentale décroît fortement au cours du temps.

Nous vérifions sur la Figure B.3 que les résultats ne peuvent être distingués les uns des autres, quels que soient les pas de temps et d'espace choisis.

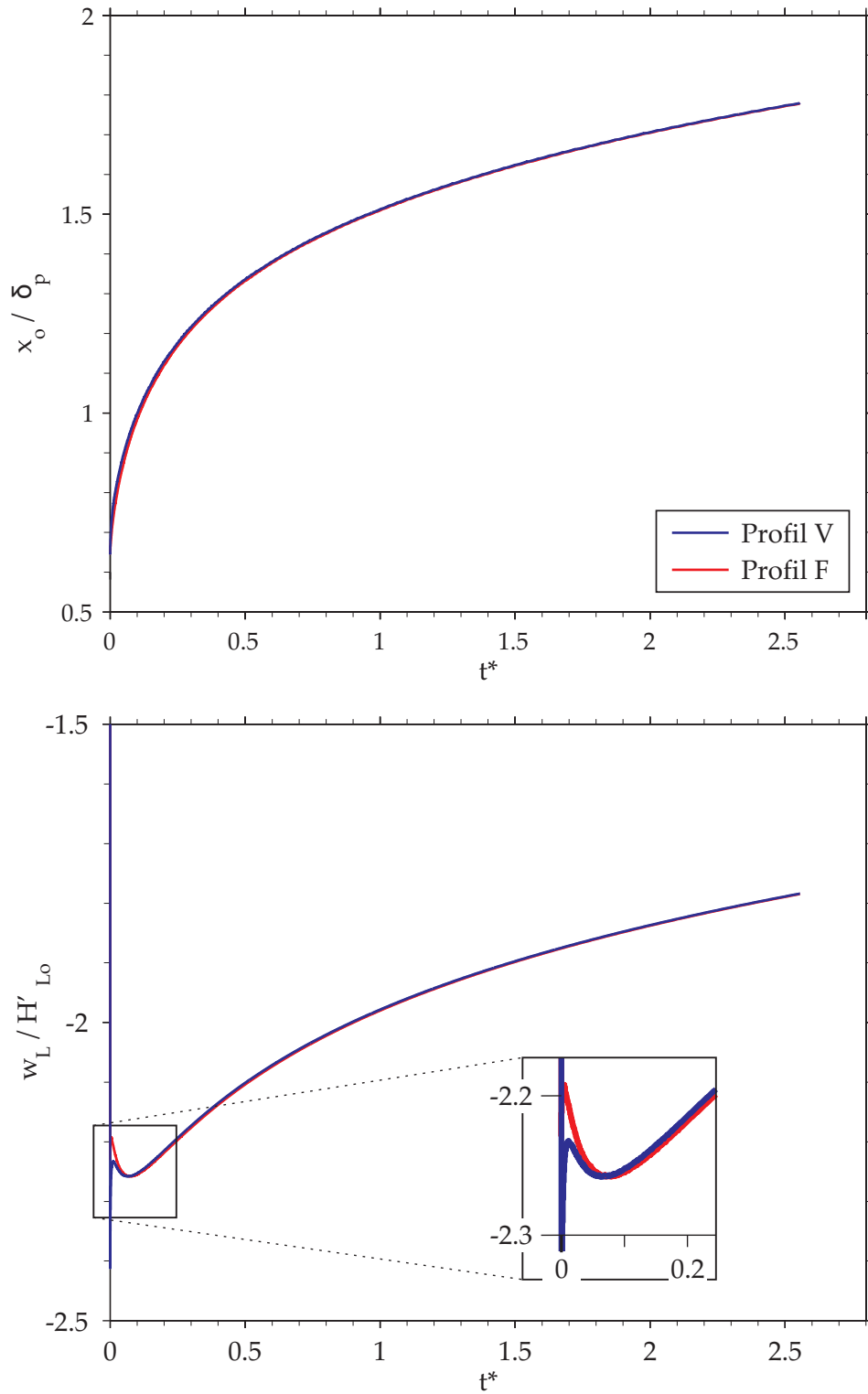


Fig. B.2: Évolution temporelle de l'avancée du front et de la profondeur de l'extrémité plongeante de la plaque pour les deux profils initiaux montrés par la Figure B.1. Les résultats sont montrés sans dimension. Les différences sont rapidement relaxées.

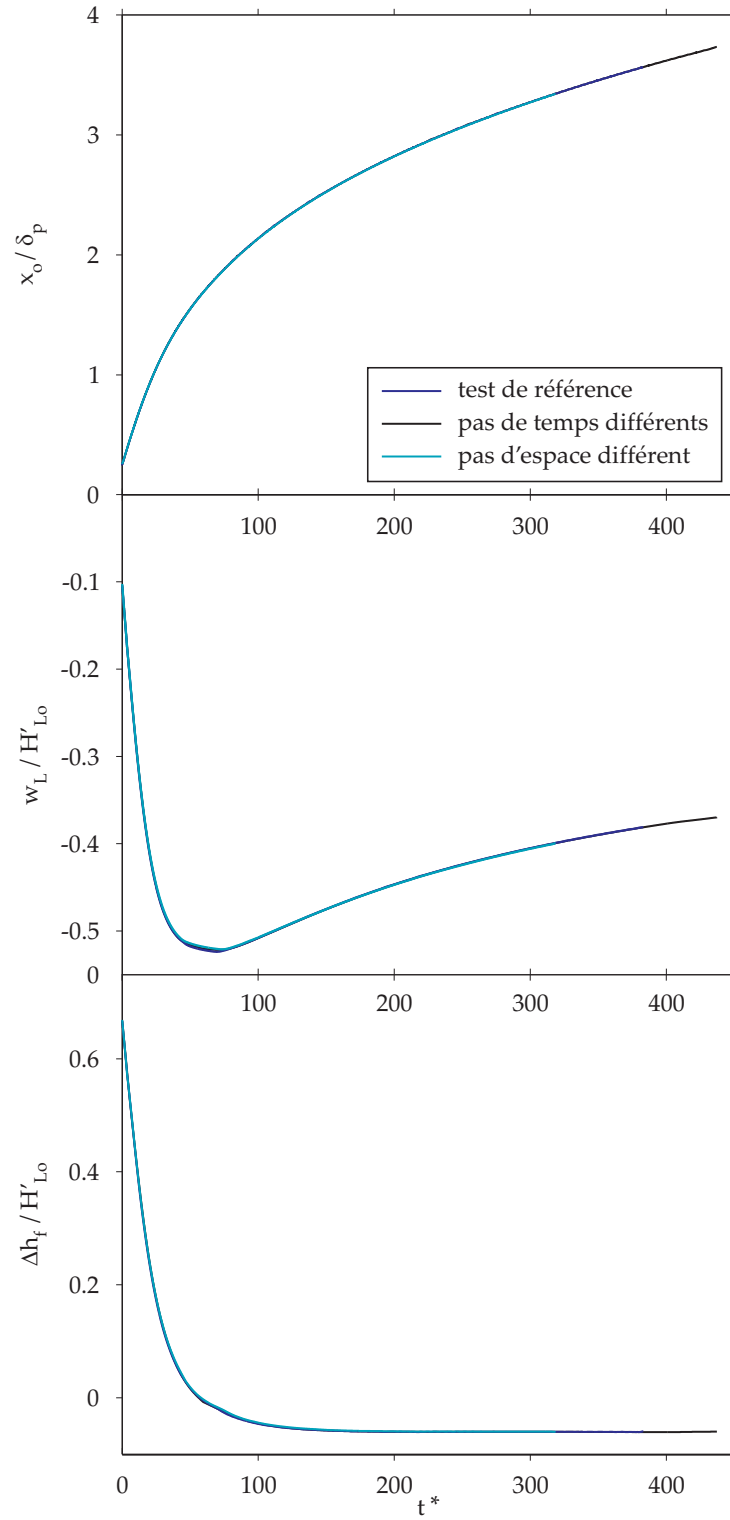


Fig. B.3: Résultats obtenus pour des tests effectués avec les mêmes paramètres, mais avec une discrétisation temporelle ou spatiale différente. La Table B.2 donne les pas de temps et espace pour chaque simulation. Les calculs sont représentés jusqu'à des temps différents pour rendre visible la superposition des courbes.

	dt* (10 ⁻⁶)			ds* (10 ⁻²)
	$j < 10^6$	$10^6 \leq j < 10^7$	$j \geq 10^7$	
test de référence	3.6	4.8	6.0	1.8
pas de temps différents	5.4	6.0	9.0	1.8
pas d'espace différent	3.6	4.8	6.0	1.3

L	ν	E	ρ	h_p	δ_p	ρ_2
800	0.25	75	3300	25	89	3300

ρ_1	η	X_L	H'_{Lo}	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	$(\rho_2 - \rho)/\rho_2$
2700	$5.0 \cdot 10^{20}$	200	30	0.83	2.25	0.00

Tab. B.2: Valeurs adimensionnées des pas de temps et d'espace pour les trois tests montrés par la Figure B.3, et valeurs (dimensionnées) de l'ensemble des paramètres du modèle. Les unités sont : distances km, module d'Young GPa, densités kg.m⁻³, viscosité Pa.s. La variable 'j' correspond au nombre d'itérations.

Annexe C

Valeurs des paramètres pour les calculs numériques

Valeurs de paramètres identiques pour tous les calculs

ν	Coefficient de Poisson de la plaque océanique	0.25	-
ρ_2	Densité du manteau sublithosphérique	3300	kg.m ⁻³
ρ_1	Densité de la croûte continentale	2700	kg.m ⁻³

Désignation et unité des autres paramètres

L. Océ.	L	Longueur	km
	E	Module d'Young	GPa
	ρ	Densité	kg.m ⁻³
	h_p	Épaisseur élastique	km
	δ_p	Paramètre flexural	km
C. C.	η	Viscosité	Pa.s
	X_L	Distance d'amincissement	km
	H'_{Lo}	Épaisseur initiale	km

Dans les pages suivantes, deux tableaux sont présentés pour chaque série de calculs. L'un indique les valeurs de paramètres communes à toute la série. L'autre contient les valeurs de paramètres qui diffèrent, les quatre nombres sans dimension mis en évidence par notre analyse, ainsi que la variable Δh_f (en km, et sous forme sans dimension $\Delta h_f/H'_{Lo}$). Dans notre code, l'épaisseur initiale de la croûte continentale n'est pas directement un paramètre d'entrée. Nous spécifions le volume total de croûte, et nous en déduisons H'_{Lo} . En conséquence, pour une série de calculs où H'_{Lo} est supposé constant, sa valeur exacte peut très légèrement varier (de l'ordre de 1%). Nous indiquons donc systématiquement H'_{Lo} dans le second tableau (en grisé quand sa valeur est approximativement constante). Pour chaque série, le facteur dont nous étudions l'influence est noté en rouge. La case # donne le numéro du calcul.

Influence de la longueur de la plaque océanique (Figure 6.7)

E	ρ	h_p	δ_p	η	X_L
30	3250	30	81.015	5.10^{20}	300

#	L	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
95	600	33.977	3.291	0.883	3.703	0.370	0.015	0.097
71	800	34.042	3.300	0.881	-	-	-	-
96	1000	34.088	3.291	0.880	-	-	-	-

Influence de la viscosité du continent (Figure 6.9)

L	E	ρ	h_p	δ_p	X_L
800	30	3320	20	59.772	350

#	η	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
19	1.10^{20}	42.694	3.365	0.468	5.856	0.335	-0.006	0.079
23	5.10^{20}	42.222	3.333	0.474	-	-	-	-
24	1.10^{21}	42.353	3.345	0.472	-	-	-	-
25	1.10^{22}	42.428	3.428	0.471	-	-	-	0.082

Influence du nombre sans dimension h_p/δ_p (Figure 6.10)

L	ρ	h_p	η
800	3280	35	5.10^{20}

#	E	δ_p	X_L	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
118	12.5	73.067	80.343	34.972	-0.566	1.001	1.100	0.479	0.006	-0.016
78	25.0	86.892	95.544	34.987	-0.505	1.000	-	0.403	-	-0.014
66	30.0	90.944	100.000	34.992	-0.416	-	-	0.385	-	-0.012
77	40.0	97.726	107.457	35.003	-0.519	-	-	0.358	-	-0.015
76	50.0	103.333	113.622	35.007	-0.466	-	-	0.358	-	-0.013
114	75.0	114.356	125.743	35.013	-0.505	-	-	0.306	-	-0.014
115	100.0	122.884	135.120	35.016	-0.428	-	-	0.285	-	-0.012
116	125.0	129.934	142.872	35.018	-0.428	-	-	0.269	-	-0.012
117	175.0	141.337	155.410	35.020	-0.351	-	-	0.248	-	-0.010

Influence du nombre sans dimension $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ (Figure 6.11)

E	h_p	δ_p	X_L
30	30	81.015	350

#	L	ρ	η	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
18	800	3400	1.10^{20}	42.046	-0.814	0.714	4.320	0.370	-0.030	-0.019
20	-	3350	-	42.145	1.173	0.712	-	-	-0.015	0.028
27	-	3350	5.10^{20}	42.267	1.169	0.710	-	-	-0.015	-
60	-	3250	-	42.388	5.226	0.708	-	-	0.015	0.123
75	-	3175	-	42.358	8.420	-	-	-	0.038	0.199
9	1000	3100	1.10^{21}	42.267	11.522	0.710	-	-	0.061	0.273
11	-	3100	5.10^{19}	42.384	11.499	0.708	-	-	0.061	0.271
8	-	3000	1.10^{20}	42.393	15.410	-	-	-	0.091	0.364

L	E	h_p	δ_p	η	X_L
800	30	20	59.772	5.10^{20}	350

#	ρ	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
82	3350	28.569	-2.823	0.700	1.673	0.335	-0.015	-0.099
35	3300	28.224	-1.214	0.709	-	-	0.000	-0.043
52	3280	28.342	-0.723	0.706	-	-	0.006	-0.026
80	3250	28.193	0.068	0.709	-	-	0.015	0.002
94	3175	28.448	2.268	0.703	-	-	0.038	0.080
81	3100	28.360	4.421	0.705	-	-	0.061	0.156
83	3000	28.531	7.408	0.701	-	-	0.091	0.260

Influence du nombre sans dimension h_p/H'_{Lo} (Figure 6.12)

L	E	ρ	h_p	δ_p	η	X_L
800	30	3350	30	81.015	5.10^{20}	300

#	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
68	54.929	3.157	0.546	3.703	0.370	-0.015	0.057
30	49.352	2.047	0.608	-	-	-	0.041
31	40.975	0.570	0.732	-	-	-	0.014
32	32.778	-0.965	0.915	-	-	-	-0.029

L	E	ρ	h_p	δ_p	η	X_L
800	30	3250	30	81.015	5.10^{20}	300

#	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
48	57.587	7.697	0.521	3.703	0.370	0.015	0.134
45	49.363	6.156	0.608	-	-	-	0.125
46	41.068	4.576	0.731	-	-	-	0.111
47	32.833	3.099	0.914	-	-	-	0.094
49	24.493	1.514	1.225	-	-	-	0.062
67	20.016	0.735	1.499	-	-	-	0.037

L	E	ρ	h_p	δ_p	η	X_L
800	30	3250	30	81.015	5.10^{20}	75

#	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
84	59.661	2.192	0.503	0.926	0.370	0.015	0.037
85	49.851	1.501	0.602	-	-	-	0.030
86	39.950	0.735	0.751	-	-	-	0.018
69	33.999	0.256	0.882	-	-	-	0.008
87	30.051	-0.004	0.998	-	-	-	0.000
88	24.082	-0.363	1.246	-	-	-	-0.015

Influence du nombre sans dimension X_L/δ_p (Figure 6.13)

L	E	ρ	h_p	δ_p	η
800	30	3350	30	81.015	5.10^{20}

#	X_L	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
38	100	49.315	-1.908	0.608	1.234	0.370	-0.015	-0.039
53	200	49.230	0.526	0.609	2.469	-	-	0.011
30	300	49.352	2.047	0.608	3.703	-	-	0.041
39	400	49.396	2.982	0.607	4.937	-	-	0.060
43	550	49.409	4.035	-	6.789	-	-	0.082
51	750	49.190	4.934	0.610	9.258	-	-	0.100
93	950	49.132	5.445	0.611	11.726	-	-	0.111

L	E	ρ	h_p	δ_p	η
800	30	3250	30	81.015	5.10^{20}

#	X_L	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
65	50	49.200	0.994	0.610	0.617	0.370	0.015	0.002
59	75	49.216	1.813	-	0.926	-	-	0.037
54	100	49.382	2.544	0.608	1.234	-	-	0.052
55	200	49.357	4.788	-	2.469	-	-	0.097
45	300	49.363	6.156	-	3.703	-	-	0.125
56	400	49.332	7.158	-	4.937	-	-	0.145
57	550	49.830	8.016	0.602	6.789	-	-	0.161
58	750	49.372	8.756	0.608	9.258	-	-	0.177
92	950	49.189	9.297	0.610	11.726	-	-	0.189

L	ρ	η
800	3250	5.10^{20}

#	E	h_p	δ_p	X_L	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
70	30	30	81.015	50	33.965	-0.169	0.883	0.617	0.370	0.015	-0.005
69	-	-	-	75	33.999	0.427	0.882	0.926	-	-	0.013
73	-	-	-	100	34.001	1.043	-	1.234	-	-	0.031
89	-	-	-	200	34.045	2.396	0.881	2.469	-	-	0.070
71	-	-	-	300	34.042	3.300	-	3.703	-	-	0.097
90	-	-	-	400	33.985	3.930	0.883	4.937	-	-	0.116
72	-	-	-	550	34.225	4.460	0.877	6.789	-	-	0.130
74	-	-	-	750	33.843	5.163	0.886	9.258	-	-	0.153
91	-	-	-	950	33.840	5.655	0.887	11.726	-	-	0.167
122	50	50	135.025	100	56.565	-0.074	0.884	0.741	-	-	-0.001
121	22	22	59.411	100	24.792	1.235	0.887	1.683	-	-	0.050

Calculs utilisés pour le diagramme $((\rho_2 - \rho)/\rho_2, h_p/H'_{Lo})$ (Figure D.1)

L	E	h_p	δ_p	η	X_L
800	30	30	81.015	5.10^{20}	300

#	ρ	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
68	3350	54.929	3.157	0.546	3.703	0.370	-0.015	0.057
112	3250	54.925	7.141	-	-	-	0.015	0.130
113	3100	55.085	13.243	0.545	-	-	0.061	0.240
30	3350	49.352	2.047	0.608	3.703	0.370	-0.015	0.041
45	3250	49.363	6.156	-	-	-	0.015	0.125
109	3100	49.406	12.268	-	-	-	0.061	0.248
31	3350	40.975	0.570	0.732	3.703	0.370	-0.015	0.014
46	3250	41.068	4.576	0.731	-	-	0.015	0.111
110	3100	41.060	10.735	-	-	-	0.061	0.261
32	3350	32.778	-0.965	0.915	3.703	0.370	-0.015	-0.029
47	3250	32.833	3.099	0.914	-	-	0.015	0.094
111	3100	32.802	9.133	0.915	-	-	0.061	0.278

Calculs utilisés pour le diagramme $((\rho_2 - \rho)/\rho_2, X_L/\delta_p)$ (Figure D.2)

L	E	h_p	δ_p	η
800	30	30	81.015	5.10^{20}

#	ρ	X_L	H'_{Lo}	Δh_f	h_p/H'_{Lo}	X_L/δ_p	h_p/δ_p	$\frac{\rho_2 - \rho}{\rho_2}$	$\Delta h_f/H'_{Lo}$
105	3350	75	42.104	-3.794	0.713	0.926	0.370	-0.015	-0.090
104	3000	-	42.351	12.644	0.708	-	-	0.091	0.299
103	3350	150	42.219	-1.558	0.711	1.852	0.370	-0.015	-0.037
98	3250	-	42.307	2.804	0.709	-	-	0.015	0.066
101	3000	-	42.345	13.762	0.708	-	-	0.091	0.325
99	3000	300	42.295	14.996	0.709	3.703	0.370	0.091	0.355
102	3350	600	42.158	2.827	0.712	7.406	0.370	-0.015	0.067
97	3250	-	42.194	6.717	0.711	-	-	0.015	0.159
100	3000	-	42.310	15.887	0.709	-	-	0.091	0.375

Annexe D

Mode d'obtention des diagrammes de la Section 6.5.1

Le mode d'obtention des diagrammes est le suivant. Nous savons que Δh_f^* varie linéairement avec $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Pour des valeurs fixes de h_p/H'_{Lo} et X_L/δ_p , un minimum de trois points (obtenus pour trois valeurs de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$) suffit à donc à déterminer l'équation de la droite donnant Δh_f^* en fonction de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ (Figures D.1a et D.2a). Nous pouvons alors, pour le couple h_p/H'_{Lo} et X_L/δ_p considéré, calculer Δh_f^* pour n'importe quel contraste de densité. Ceci est effectué pour différentes valeurs de h_p/H'_{Lo} , à X_L/δ_p fixe, et vice versa.

Pour des contrastes de densités géologiques, Δh_f^* est une fonction linéaire décroissante de h_p/H'_{Lo} . Nous pouvons donc là encore, à partir d'un minimum de trois séries de calculs, effectuées pour trois valeurs de h_p/H'_{Lo} différentes, déduire l'équation des droites donnant Δh_f^* en fonction de h_p/H'_{Lo} , et ce pour n'importe quel $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ (Figure D.1b). Nous n'avons plus qu'à calculer, pour différentes valeurs de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$, le rapport h_p/H'_{Lo} pour lequel Δh_f^* s'annule, et reporter les résultats dans un diagramme $((\rho_2 - \rho)/\rho_2, h_p/H'_{Lo})$. La courbe ainsi obtenue définit la limite entre possibilité ou non d'initier une subduction.

Nous procédons de même pour h_p/H'_{Lo} fixe et X_L/δ_p variable (et pour n'importe quelle valeur fixe de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$). La seule différence est que Δh_f^* est une fonction logarithmique de X_L/δ_p : $\Delta h_f^* = a \log(X_L/\delta_p) + b$, où a et b sont des coefficients que nous déterminons (et dont nous pouvons déduire la valeur de X_L/δ_p pour laquelle Δh_f^* s'annule)(Figure D.2b).

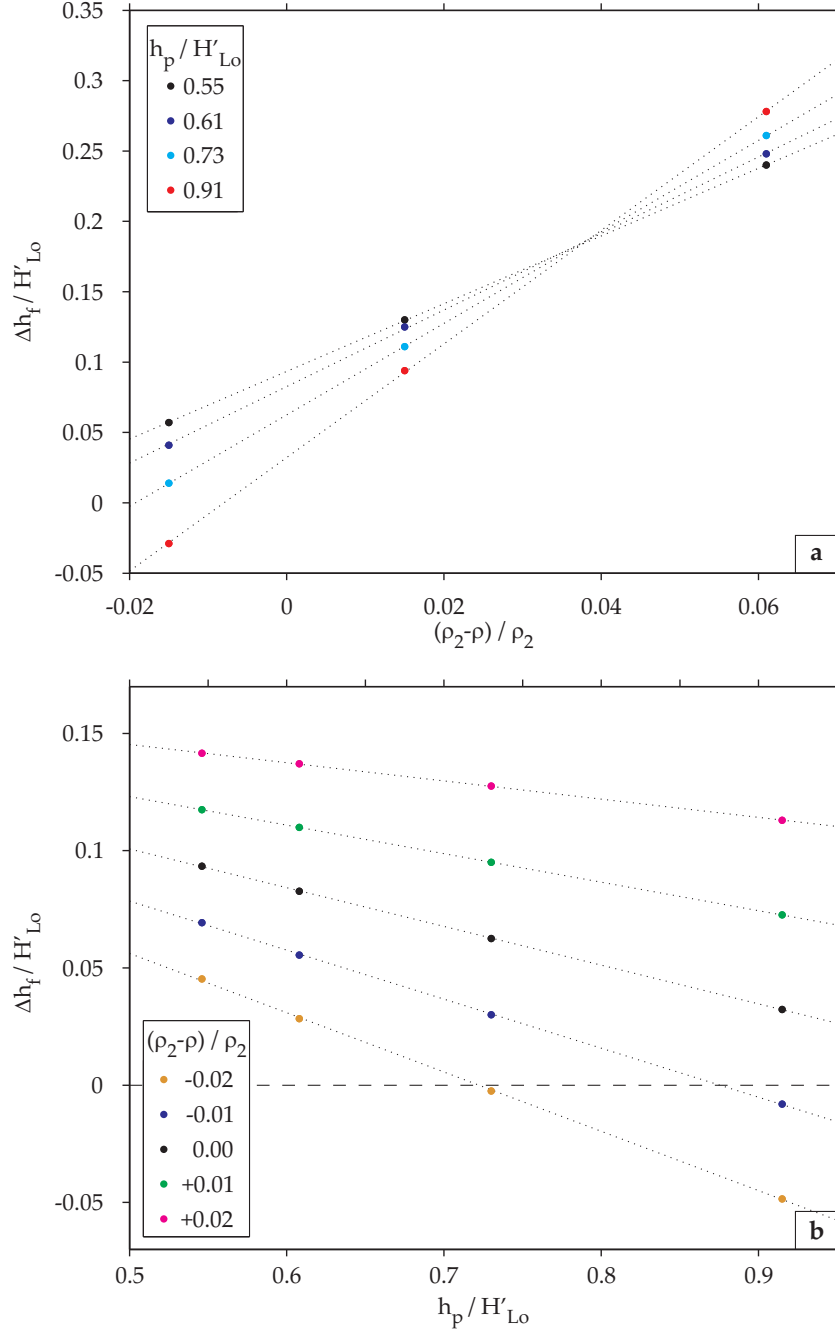


Fig. D.1: a) Variation de Δh_f^* en fonction de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ pour différentes valeurs du rapport h_p/H'_{Lo} . Les points correspondent à des calculs dont les paramètres sont résumés dans l'Annexe C. Les traits en pointillés montrent les droites obtenues par régression linéaire pour chaque série. b) Variation de Δh_f^* en fonction de h_p/H'_{Lo} pour différentes valeurs du rapport $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Les résultats ne sont montrés ici que pour cinq valeurs de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$, mais une gamme de valeurs plus large et échantillonnée à un pas plus fin est utilisée pour établir le diagramme de la Figure 6.14. Pour les points, Δh_f^* est calculé au moyen des équations de droites de la figure de gauche. Les traits pointillés montrent les droites obtenues par régression linéaire pour chaque série. Nous pouvons dès lors en déduire pour un $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ donné la valeur de h_p/H'_{Lo} pour laquelle Δh_f^* s'annule.

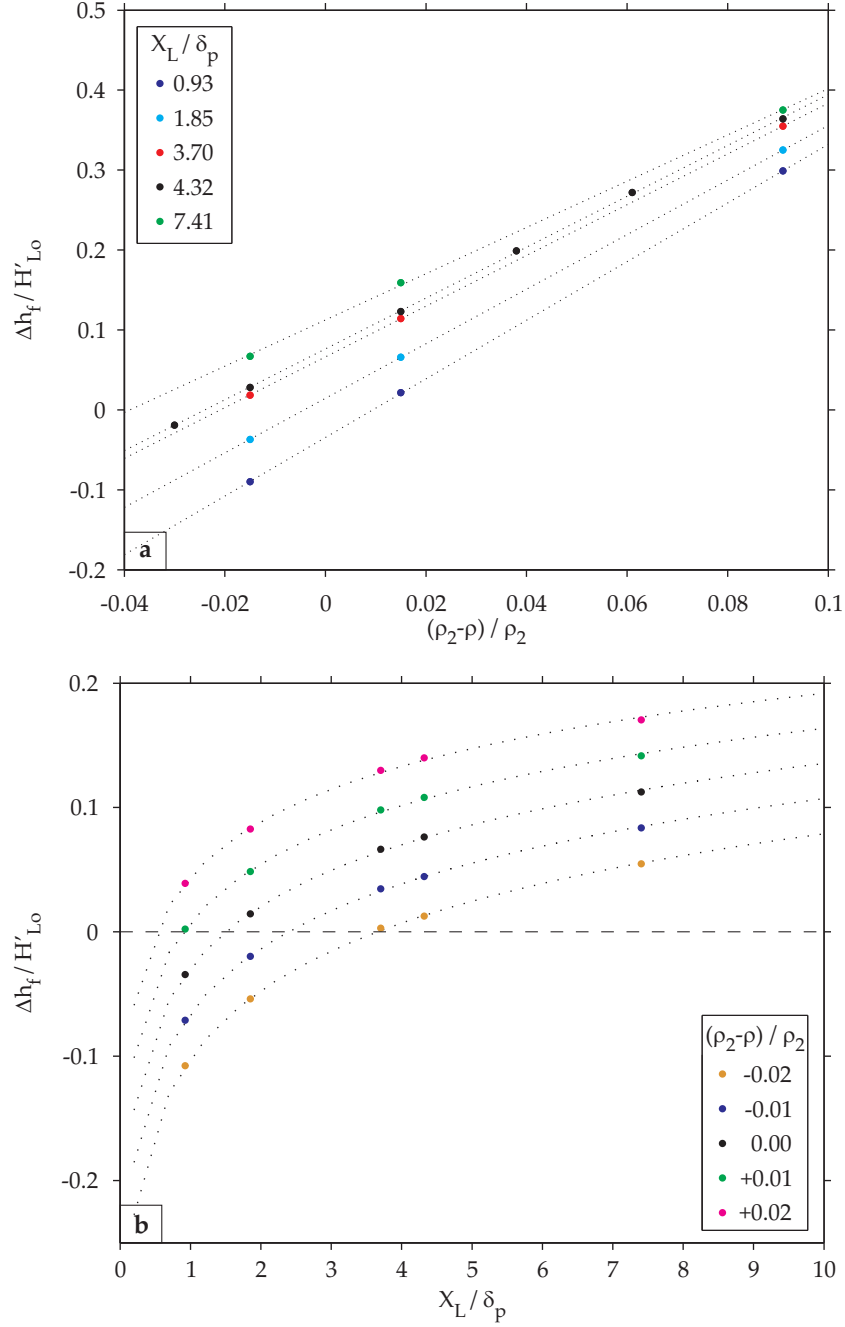


Fig. D.2: a) Variation de Δh_f^* en fonction de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ pour différentes valeurs du rapport X_L/δ_p . Les points correspondent à des calculs dont les paramètres sont résumés dans l'Annexe C. Les traits en pointillés montrent les droites obtenues par régression linéaire pour chaque série. b) Variation de Δh_f^* en fonction de X_L/δ_p pour différentes valeurs du rapport $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$. Les résultats ne sont montrés ici que pour cinq valeurs de $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$, mais une gamme de valeurs plus large et échantillonnée à un pas plus fin est utilisée pour établir le diagramme de la Figure 6.14. Pour les points, Δh_f^* est calculé au moyen des équations de droites de la figure de gauche. Les traits pointillés montrent les fonctions logarithmiques dont les coefficients sont obtenus en inversant les données de chaque série. Nous pouvons dès lors en déduire pour un $(\rho_2 - \rho)/\rho_2$ donné la valeur de X_L/δ_p pour laquelle Δh_f^* s'annule.

Bibliographie

- Afilhado, A., L. Matias, H. Shiobara, A. Hirn, L. Mendes-Victor, et H. Shimamura (2008), From unthinned continent to ocean : The deep structure of the West Iberia passive continental margin at 38°N, *Tectonophys.*, 458, 9–50, doi :10.1016/j.tecto.2008.03.002.
- Afonso, J. C., et G. Ranalli (2004), Crustal and mantle strengths in continental lithosphere : is the jelly sandwich model obsolete?, *Tectonophys.*, 394, 221–232, doi : 10.1016/j.tecto.2004.08.006.
- Afonso, J. C., G. Ranalli, et M. Fernández (2005), Thermal expansivity and elastic properties of the lithospheric mantle : results from mineral physics of composites, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 149, 279–306, doi :10.1016/j.pepi.2004.10.003.
- Afonso, J. C., G. Ranalli, et M. Fernández (2007), Density structure and buoyancy of the oceanic lithosphere revisited, *Geophys. Rev. Lett.*, 34(10), doi :10.1029/2007GL029515.
- Afonso, J. C., M. Fernández, G. Ranalli, W. L. Griffin, et J. A. D. Connolly (2008), Integrated geophysical-petrological modeling of the lithosphere and sublithospheric upper mantle : Methodology and applications, *Geochem., Geophys., Geosystems*, 9, doi : 10.1029/2007GC001834.
- Ahrens, T. J., et G. Schubert (1975), Gabbro-Eclogite Reaction Rate and Its Geophysical Significance, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 13, 383–400.
- Al-Damegh, K., E. Sandvol, et M. Barazangi (2005), Crustal structure of the Arabian plate : new constraints from the analysis of teleseismic receiver functions, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 231, 177–196, doi :10.1016/j.epsl.2004.12.020.
- Albarède, F. (1998), The growth of continental crust, *Tectonophys.*, 296, 1–2, doi : 10.1016/S0040-1951(98)00133-4.
- Alvarez-Marron, J., E. Rubio, et M. Torne (1997), Subduction-related structures in the North Iberian Margin, *J. Geophys. Res.*, 102, 22,513–22,528, doi :10.1029/97JB01516.
- Anderson, D. L. (1988), Temperature and pressure derivatives of elastic constants with application to the mantle, *J. Geophys. Res.*, 93, 4688–4700, doi :10.1029/JB093iB05p04688.
- Anderson, D. L. (2006), Speculations on the nature and cause of mantle heterogeneity, *Tectonophys.*, 416, 7–22, doi :10.1016/j.tecto.2005.07.011.

- Ayarza, P., J. R. Martínez Catalán, J. Alvarez-Marrón, H. Zeyen, et C. Juhlin (2004), Geophysical constraints on the deep structure of a limited ocean-continent subduction zone at the North Iberian Margin, *Tectonics*, *23*, doi :10.1029/2002TC001487.
- Bacon, M., F. Gray, et D. H. Matthews (1969), Crustal structure studies in the Bay of Biscay, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *6*, 377–385, doi :10.1016/0012-821X(69)90188-5.
- Bahlburg, H., et F. Hervé (1997), Geodynamic evolution and tectonostratigraphic terranes of northwestern Argentina and northern Chile, *GSA Bull.*, *109*(7), 869–884, doi :10.1130/0016-7606(1997)109.
- Bass, J. D. (1995), Elasticity of minerals, glasses, and melts, in *Handbook of Physical Constants*, edited by T. J. Ahrens, pp. 45–63, Am. Geoph. Union, Washington DC.
- Ben-Avraham, Z., A. Nur, D. Jones, et A. Cox (1981), Continental Accretion : From Oceanic Plateaus to Allochthonous Terranes, *Science*, *213*, 47–54, doi :10.1126/science.213.4503.47.
- Bird, P., et K. Piper (1980), Plane-stress finite-element models of tectonic flow in southern California, *Phys. Earth Planet. Interiors*, *21*, 158–175, doi :10.1016/0031-9201(80)90067-9.
- Blaich, O. A., F. Tsikalas, et J. I. Faleide (2008), Northeastern Brazilian margin : Regional tectonic evolution based on integrated analysis of seismic reflection and potential field data and modelling, *Tectonophysics*, *458*, 51–67, doi :10.1016/j.tecto.2008.02.011.
- Bodine, J. H., M. S. Steckler, J. H. Bodine, et A. B. Watts (1981), Observations of flexure and the rheology of the oceanic lithosphere, *J. Geophys. Res.*, *86*, 3695–3707, doi : 10.1029/JB086iB05p03695.
- Boillot, G., J. Girardeau, et J. Kornprobst (1988), Rifting of the Galicia margin : crustal thinning and emplacement of mantle rocks on the seafloor, in *Proc. Ocean Drill. Program Sci. Results*, vol. 103, pp. 741–756.
- Boillot, G., G. Féraud, M. Recq, et J. Girardeau (1989), Undercrusting by serpentinite beneath rifted margins, *Nature*, *341*, 523–525, doi :10.1038/341523a0.
- Boillot, G., P. Agrinier, M. O. Beslier, G. Cornen, N. Froitzheim, V. Gardien, J. Girardeau, J. I. Gil-Ibarguchi, J. Kornprobst, M. Moullade, U. Schaerer, et J. R. Vanney (1995), A lithospheric syn-rift shear zone at the ocean-continent transition : Preliminary results of the GALINAUTE II cruise (Nautile dives on the Galicia Bank, Spain), *C. R. Acad. Sci. (Paris)*, pp. 1171–1178.
- Boutillier, R. R., et C. E. Keen (1999), Small-scale convection and divergent plate boundaries, *J. Geophys. Res.*, *104*, 7389–7404, doi :10.1029/1998JB900076.
- Brace, W. F., et D. L. Kohlstedt (1980), Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, *85*, 6248–6252, doi :10.1029/JB085iB11p06248.

- Bradley, D. C. (2008), Passive margins through earth history, *Earth Sc. Rev.*, *91*, 1–4, doi : 10.1016/j.earscirev.2008.08.001.
- Brookfield, M. E., et A. Hashmat (2001), The geology and petroleum potential of the North Afghan platform and adjacent areas (northern Afghanistan, with parts of southern Turkmenistan, Uzbekistan and Tajikistan), *Earth Sci. Rev.*, *55*, 41–71, doi :10.1016/S0012-8252(01)00036-8.
- Burke, K., P. J. Fox, et A. M. C. Şengör (1978), Buoyant ocean floor and the evolution of the Caribbean, *J. Geophys. Res.*, *83*, 3949–3954, doi :10.1029/JB083iB08p03949.
- Caldwell, J. G., et D. L. Turcotte (1979), Dependence of the thickness of the elastic oceanic lithosphere on age, *J. Geophys. Res.*, *84*, 7572–7576.
- Caldwell, J. G., W. F. Haxby, D. E. Karig, et D. L. Turcotte (1976), On the applicability of a universal elastic trench profile, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *31*, 239–246, doi :10.1016/0012-821X(76)90215-6.
- Calmant, S., J. Francheteau, et A. Cazenave (1990), Elastic Layer Thickening With Age of the Oceanic Lithosphere : A Tool For Prediction of the Age of Volcanoes Or Oceanic Crust, *Geophys. J. Int.*, *100*, 59–67, doi :10.1111/j.1365-246X.1990.tb04567.x.
- Carlson, R. L., T. W. C. Hilde, et S. Uyeda (1983), The driving mechanism of plate tectonics : relation to age of the lithosphere at trenches, *Geophys. Res. Lett.*, *10*, 297–300, doi :10.1029/GL010i004p00297.
- Cazenave, A., B. Lago, K. Dominh, et K. Lambeck (1980), On the response of the ocean lithosphere to sea-mount loads from Geos 3 satellite radar altimeter observations, *Geophys. J. Int.*, *63*, 233–252, doi :10.1111/j.1365-246X.1980.tb02618.x.
- Christensen, N. I. (1996), Poisson’s ratio and crustal seismology, *J. Geophys. Res.*, *101*, 3139–3156, doi :10.1029/95JB03446.
- Christensen, N. I., et W. D. Mooney (1995), Seismic velocity structure and composition of the continental crust : A global view, *J. Geophys. Res.*, *100*, 9761–9788, doi : 10.1029/95JB00259.
- Clift, P., et P. Vannucchi (2004), Controls on tectonic accretion versus erosion in subduction zones : Implications for the origin and recycling of the continental crust, *Rev. Geophys.*, *42*, 2001–20,032, doi :10.1029/2003RG000127.
- Clift, P. D., Carter, et A. J. Hurford (1998), The erosional and uplift history of NE Atlantic passive margins : constraints on a passing plume, *J. Geol. Soc. London*, *155*, 787–800.
- Cloetingh, S., F. M. Gradstein, H. Kooi, A. C. Grant, et M. Kaminski (1990), Plate reorganization : a cause of rapid late Neogene subsidence and sedimentation around the North Atlantic ?, *J. Geol. Soc. London*, *147*(3), 495–506, doi :10.1144/gsjgs.147.3.0495.

- Cloetingh, S. A. P. L., M. J. R. Wortel, et N. J. Vlaar (1982), Evolution of passive continental margins and initiation of subduction zones, *Nature*, *297*, 139–142, doi :10.1038/297139a0.
- Cloos, M. (1993), Lithospheric buoyancy and collisional orogenesis : Subduction of oceanic plateaus, continental margins, island arcs, spreading ridges, and seamounts, *Geol. Soc. Am. Bull.*, *105*, 715–737.
- Cobbold, P. R., K. E. Meisling, et V. S. Mount (2001), Reactivation of an Obliquely Rifted Margin, Campos and Santos Basins, Southeastern Brazil, *AAPG Bull.*, *85*(11), 1925–1944, doi :10.1306/8626D0B3-173B-11D7-8645000102C1865D.
- Cochran, J. R., et G. D. Karner (2007), Constraints on the deformation and rupturing of continental lithosphere of the Red Sea : the transition from rifting to drifting, *Geol. Soc. London. Spec. Pub.*, *282*, 264–289, doi :10.1144/SP282.13.
- Courtney, R. C., et C. Beaumont (1983), Thermally-activated creep and flexure of the oceanic lithosphere, *Nature*, *305*, 201–204, doi :10.1038/305201a0.
- Crosby, A., N. White, G. Edwards, et D. J. Shillington (2008), Evolution of the Newfoundland Iberia conjugate rifted margins, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *273*, 214–226, doi : 10.1016/j.epsl.2008.06.039.
- Davis, M., et N. J. Kusznir (2004), Depth-dependent lithospheric stretching at rifted continental margins, in *Proceedings of NSF Rifted Margins Theoretical Institute*, edited by G. D. Karner, pp. 92–136, Columbia University Press, New-York.
- De Bremaecker, J.-C. (1977), Is the oceanic lithosphere elastic or viscous?, *J. Geophys. Res.*, *82*(14), 2001–2004, doi :10.1029/JB082i014p02001.
- de Charpal, O., P. Guennoc, L. Mondatert, et D. G. Roberts (1978), Rifting, crustal attenuation and subsidence in the Bay of Biscay, *Nature*, *275*, 706–711, doi :10.1038/275706a0.
- Doin, M. P., et L. Fleitout (1996), Thermal evolution of the oceanic lithosphere : an alternative view, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *142*, 121–136, doi :10.1016/0012-821X(96)00082-9.
- Driscoll, N. W., et G. D. Karner (1998), Lower crustal extension across the Northern Carnarvon basin, Australia : Evidence for an eastward dipping detachment, *J. Geophys. Res.*, *103*, 4975–4992, doi :10.1029/97JB03295.
- Drummond, M. S., et M. J. Defant (1990), A model for Trondhjemite-tonalite-dacite genesis and crustal growth via slab melting - Archean to modern comparisons, *J. Geophys. Res.*, *95*, 21,503–21,521, doi :10.1029/JB095iB13p21503.
- England, P., et D. McKenzie (1982), A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. Int.*, *70*, 295–321, doi :10.1111/j.1365-246X.1982.tb04969.x.

- Erickson, S. G., et J. Arkani-Hamed (1993), Subduction initiation at passive margins : The Scotian basin, Eastern Canada as a potential example, *Tectonics*, *12*, 678–687, doi : 10.1029/92TC02602.
- Faccenna, C., D. Giardini, P. Davy, et A. Argentieri (1999), Initiation of subduction at Atlantic-type margins : Insights from laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, *104*, 2749–2766, doi :10.1029/1998JB900072.
- Fisher, A. T. (1998), Permeability within basaltic oceanic crust, *Rev. Geophys.*, *36*, 143–182, doi :10.1029/97RG02916.
- Gallagher, K., C. J. Hawkesworth, et M. S. M. Mantovani (1994), The denudation history of the onshore continental margin of SE Brazil inferred from apatite fission track data, *J. Geophys. Res.*, *99*(B9), 18,117–18,145, doi :10.1029/94JB00661.
- Gallastegui, J., J. A. Pulgar, et J. Gallart (2002), Initiation of an active margin at the North Iberian continent-ocean transition, *Tectonics*, *21*(4), 040,000–1, doi : 10.1029/2001TC901046.
- Goetze, C., et B. Evans (1979), Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rock mechanics, *Geophys. J. Int.*, *59*, 463–478, doi :10.1111/j.1365-246X.1979.tb02567.x.
- Goren, L., E. Aharonov, G. Mulugeta, H. A. Koyi, et Y. Mart (2008), Ductile deformation of passive margins : A new mechanism for subduction initiation, *J. Geophys. Res.*, *113*, doi :10.1029/2005JB004179.
- Hanks, T. C. (1971), The Kuril trench-Hokkaido Rise system : Large shallow earthquakes and simple models of deformation, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, *23*, 173–189.
- Hirsch, K. K., K. Bauer, et M. Scheck-Wenderoth (2009), Deep structure of the western South African passive margin — Results of a combined approach of seismic, gravity and isostatic investigations, *Tectonophysics*, doi :10.1016/j.tecto.2008.04.028.
- Hoffman, P. F. (1989), Precambrian geology and tectonic history of North America, in *The Geology of North America – An overview*, vol. A, edited by A. W. Bally et A. R. Palmer, pp. 447–512, Geol. Soc. of Am., Boulder, Co.
- Hopper, J. R., J. C. Mutter, R. L. Larson, et C. Z. Mutter (1992), Magmatism and rift margin evolution : Evidence from northwest Australia, *Geology*, *20*, 853–857, doi :10.1130/0091-7613(1992)020.
- Horsefield, S. (1992), Crustal structure of the ocean-continent boundary, Ph.D. thesis, Cambridge Univ., Cambridge, U.K.
- Hynes, A. (2005), Buoyancy of the Oceanic Lithosphere and Subduction Initiation, *Int. Geol. Rev.*, *47*, 938–951.

- Jackson, J. (2002a), Faulting, flow, and the strength of the continental lithosphere, *Int. Geol. Rev.*, *44*, 39–61.
- Jackson, J. A. (2002b), Strength of the continental lithosphere : time to abandon the jelly sandwich ?, *GSA Today*, *12*, 4–10.
- Jacoby, W. R. (1970), Instability in the Upper Mantle and Global Plate Movements, *J. Geophys. Res.*, (29), 5671–5680.
- Jacoby, W. R. (1981), Convection Experiments and the Driving Mechanism, *Geol. Rundschau*, *70*, 207–230.
- James, K. H. (2007a), The Caribbean Ocean Plateau - an overview, and a different understanding, [http ://www.mantleplumes.org/WebDocuments/CaribbeanPlateau.pdf](http://www.mantleplumes.org/WebDocuments/CaribbeanPlateau.pdf).
- James, K. H. (2007b), In situ Caribbean - the data, in *Geology of the area between North and South America, with focus on the origin of the Caribbean plate*, edited by K. H. James, M. Lorente, et J. Pindell, Geol. Soc. London Spec. Pub., in press.
- Japsen, P., et J. A. Chalmers (2000), Neogene uplift and tectonics around the North Atlantic : overview, *Global Planet. Change*, *24*, 165–173, doi :10.1016/S0921-8181(00)00006-0.
- Japsen, P., J. M. Bonow, P. F. Green, J. A. Chalmers, et K. Lidmar-Bergström (2006), Elevated, passive continental margins : Long-term highs or Neogene uplifts ? New evidence from West Greenland, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *248*, 330–339, doi :10.1016/j.epsl.2006.05.036.
- Jarrard, R. D. (1986), Relations Among Subduction Parameters, *Rev. Geophys.*, *24*, 217–284, doi :10.1029/RG024i002p00217.
- Kaufman, P. S., et L. H. Royden (1994), Lower crustal flow in an extensional setting : Constraints from Halloran Hills region, eastern Mojave Desert, California, *J. Geophys. Res.*, *99*, 15,723–15,739, doi :10.1029/94JB00727.
- Kemp, D. V., et D. J. Stevenson (1996), A tensile, flexural model for the initiation of subduction, *Geophys. J. Int.*, *125*, 73–93, doi :10.1111/j.1365-246X.1996.tb06535.x.
- King, G., D. Oppenheimer, et F. Amelung (1994), Block versus continuum deformation in the Western United States, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *128*, 55–64, doi :10.1016/0012-821X(94)90134-1.
- Kruse, S., M. McNutt, J. Phipps-Morgan, et L. Royden (1991), Lithospheric extension near Lake Mead, Nevada - A model for ductile flow in the lower crust, *J. Geophys. Res.*, *96*, 4435–4456, doi :10.1029/90JB02621.
- Langford, F. F., et J. A. Morin (1976), The development of the Superior Province of north-western Ontario by merging island arcs, *American J. Sci.*, *276*, 1023–1034.

- Lavier, L. L., M. S. Steckler, et F. Brigaud (2001), Climatic and tectonic control on the Cenozoic evolution of the West African margin, *Marine Geol.*, *178*, 63–80, doi :10.1016/S0025-3227(01)00175-X.
- Leroy, M., F. Gueydan, et O. Dauteuil (2008), Uplift and strength evolution of passive margins inferred from 2-D conductive modelling, *Geophys. J. Int.*, *172*, 464–476, doi :10.1111/j.1365-246X.2007.03566.x.
- Levitt, D. A., et D. T. Sandwell (1995), Lithospheric bending at subduction zones based on depth soundings and satellite gravity, *J. Geophys. Res.*, *100*, 379–400, doi : 10.1029/94JB02468.
- Lister, G. S., M. A. Etheridge, et P. A. Symonds (1991), Detachment models for the formation of passive continental margins, *Tectonics*, *10*, 1038–1064, doi :10.1029/90TC01007.
- Lonsdale, P., et K. D. Klitgord (1978), Structure and tectonic history of the eastern Panama Basin, *GSA Bull.*, *89*, 981–999.
- Maggi, A., J. A. Jackson, D. McKenzie, et K. Priestley (2000), Earthquake focal depths, effective elastic thickness, and the strength of the continental lithosphere, *Geology*, *28*(6), 495–498, doi :10.1130/0091-7613(2000)28.
- Magnavita, L. P., I. Davison, et N. Kusznir (1994), Rifting, erosion, and uplift history of the Recôncavo-Tucano-Jatobá Rift, northeast Brazil, *Tectonics*, *13*(2), 367–388.
- Malod, J. A., G. Boillot, C. Lepvier, G. Mascle, et J. Taugourdeau-Lantz (1982), Subduction and tectonics on the continental margin off northern Spain : observations with the submersible Cyana, *J. Geol. Soc. London Spec. Pub.*, *10*, 309–315, doi : 10.1144/GSL.SP.1982.010.01.20.
- Manatschal, G., et D. Bernoulli (1999), Architecture and tectonic evolution of nonvolcanic margins : Present-day Galicia and ancient Adria, *Tectonics*, *18*, 1099–1119, doi : 10.1029/1999TC900041.
- Mart, Y., E. Aharonov, G. Mulugeta, W. Ryan, T. Tentler, et L. Goren (2005), Analogue modelling of the initiation of subduction, *Geophys. J. Int.*, *160*, 1081–1091, doi :10.1111/j.1365-246X.2005.02544.x.
- Martin, H. (1986), Effect of steeper Archean geothermal gradient on geochemistry of subduction-zone magmas, *Geology*, *14*, 753–756, doi :10.1130/0091-7613(1986)14.
- Martinod, J., D. Hatzfeld, J. P. Brun, P. Davy, et P. Gautier (2000), Continental collision, gravity spreading, and kinematics of Aegea and Anatolia, *Tectonics*, *19*(2), 290–299, doi : 10.1029/1999TC900061.
- Masson, D. G., J. A. Cartwright, L. M. Pinheiro, R. B. Whitmarsh, M. O. Beslier, et H. Roeser (1994), Compressional deformation at the ocean-continent transition in the NE Atlantic, *J. Geol. Soc. London*, *151*(4), 607–613, doi :10.1144/gsjgs.151.4.0607.

- McAdoo, D. C., J. G. Caldwell, et D. L. Turcotte (1978), On the elastic-perfectly plastic bending of the lithosphere under generalized loading with application to the Kuril Trench, *Geophys. J. Int.*, *54*, 11–26, doi :10.1111/j.1365-246X.1978.tb06753.x.
- McGinnis, J. P., N. W. Driscoll, G. D. Karner, W. D. Brumbaugh, et N. Cameron (1993), Flexural response of passive margins to deep-sea erosion and slope retreat : Implications for relative sea-level change, *Geology*, *21*, 893–896, doi :10.1130/0091-7613(1993)021.
- McKenzie, D. (1977), The initiation of trenches : a finite amplitude instability, in *Island Arcs, Deep Sea Trenches and Back-Arc Basins, Maurice Ewing Series*, vol. 1, edited by M. Talwani et W. Pitman, pp. 57–61, American Geophysical Union, Washington, DC.
- McKenzie, D. (1978), Some remarks on the development of sedimentary basins, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *40*, 25–32, doi :10.1016/0012-821X(78)90071-7.
- McKenzie, D., F. Nimmo, J. A. Jackson, P. B. Gans, et E. L. Miller (2000), Characteristics and consequences of flow in the lower crust, *J. Geophys. Res.*, *105*, 11,029–11,046, doi : 10.1029/1999JB900446.
- McNutt, M., et H. W. Menard (1978), Lithospheric flexure and uplifted Atolls, *J. Geophys. Res.*, *83*, 1206–1212, doi :10.1029/JB083iB03p01206.
- Meschede, M., et W. Frisch (1998), A plate-tectonic model for the Mesozoic and Early Cenozoic history of the Caribbean plate, *Tectonophysics*, *296*, 269–291, doi :10.1016/S0040-1951(98)00157-7.
- Minshull, T. A., et P. Charvis (2001), Ocean island densities and models of lithospheric flexure, *Geophysical J. Int.*, *145*, 731–739, doi :10.1046/j.0956-540X.2001.01422.x.
- Mooney, W. D., G. Laske, et T. Guy Masters (1998), CRUST 5.1 : A global crustal model at $5^{\circ} \times 5^{\circ}$, *J. Geophys. Res.*, *103*, 727–748, doi :10.1029/97JB02122.
- Mueller, S., et R. J. Phillips (1991), On the initiation of subduction, *J. Geophys. Res.*, *96*, 651–665, doi :10.1029/90JB02237.
- Nagel, T. J., et W. R. Buck (2007), Control of rheological stratification on rifting geometry : a symmetric model resolving the upper plate paradox, *Int. J. Earth Sci.*, *96*, 1047–1057, doi :10.1007/s00531-007-0195-x.
- Niu, Y., M. J. O'Hara, et J. A. Pearce (2003), Initiation of Subduction Zones as A Consequence of Lateral Compositional Buoyancy Contrast Within the Lithosphere, *J. Petrology*, *44*(5), 851–866.
- Oxburgh, E. R., et E. M. Parmentier (1977), Compositional and density stratification in oceanic lithosphere-causes and consequences, *J. Geol. Soc. London*, *133*, 343–355.

- Parsons, B., et F. M. Richter (1980), A relation between the driving force and geoid anomaly associated with mid-ocean ridges, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *51*, 445–450, doi :10.1016/0012-821X(80)90223-X.
- Parsons, B., et J. G. Sclater (1977), An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age, *J. Geophys. Res.*, *82*, 803–827, doi :10.1029/JB082i005p00803.
- Peacock, S. M. (2003), Thermal structure and metamorphic evolution of subducting slabs, *Geophys. Monograph*, *138*, 7–22.
- Peltier, W. R., et R. Drummond (2008), Rheological stratification of the lithosphere : A direct inference based upon the geodetically observed pattern of the glacial isostatic adjustment of the North American continent, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, 16,314–16,319, doi : 10.1029/2008GL034586.
- Pindell, J., et S. Barrett (1990), Geological evolution of the Caribbean region : a plate tectonic perspective, in *The Caribbean Region., The Geology of North America, H, 405-432*, vol. H, edited by G. Dengo et J. E. Case, pp. 405–432, Geol. Soc. Am.
- Poli, S., et M. W. Schmidt (1995), H₂O transport and release in subduction zones : Experimental constraints on basaltic and andesitic systems, *J. Geophys. Res.*, *100*, 22,299–22,314, doi :10.1029/95JB01570.
- Ranalli, G., et D. C. Murphy (1987), Rheological stratification of the lithosphere, *Tectonophysics*, *132*, 281–295, doi :10.1016/0040-1951(87)90348-9.
- Regenauer-Lieb, K., D. A. Yuen, et J. Branlund (2001), The Initiation of Subduction : Criticality by Addition of Water ?, *Science*, *294*, 578–581, doi :10.1126/science.1063891.
- Reston, T. (2007), Extension discrepancy at North Atlantic nonvolcanic rifted margins : Depth-dependent stretching or unrecognized faulting ?, *Geology*, *35*, 367–370, doi : 10.1130/G23213A.1.
- Reston, T. J. (2005), Polyphase faulting during the development of the west Galicia rifted margin, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *237*, 561–576, doi :10.1016/j.epsl.2005.06.019.
- Reston, T. J., C. M. Krawczyk, et D. Klaeschen (1996), The S reflector west of Galicia (Spain) : Evidence from prestack depth migration for detachment faulting during continental breakup, *J. Geophys. Res.*, *101*, 8075–8092, doi :10.1029/95JB03466.
- Ribe, N. M. (2001), Bending and stretching of thin viscous sheets, *J. Fluid Mech.*, *433*, 135–160.
- Riis, F., et W. Fjeldskaar (1992), On the magnitude of the Late Tertiary and Quaternary erosion and its significance for the uplift of Scandinavia and the Barents Sea, *Nor. Pet. Soc. Spec. Publ.*, *1*, 163–185.

- Roeser, H. A. (1975), A detailed magnetic survey of the southern Red Sea, *Geol. Jahrbuch*, *13*, 131–153.
- Rohrman, M., et P. van der Beek (1996), Cenozoic postrift domal uplift of North Atlantic margins : An asthenospheric diapirism model, *Geology*, *24*(10), 901–904, doi :10.1130/0091-7613(1996)024.
- Rudnick, R. L., et S. Gao (2003), Composition of the Continental Crust, *Treatise on Geochemistry, Volume 3. Editor : Roberta L. Rudnick. Executive Editors : Heinrich D. Holland and Karl K. Turekian. pp. 659. ISBN 0-08-043751-6. Elsevier, 2003., p.1-64, 3, 1–64*, doi : 10.1016/B0-08-043751-6/03016-4.
- Scheck-Wenderoth, M., T. Raum, J. Faleide, R. Mjelde, et B. Horsfield (2007), The transition from the continent to the ocean : a deeper view on the Norwegian margin, *J. Geol. Soc.*, *164*, 855–868, doi :10.1144/0016-76492006-131.
- Séranne, M., et Z. Anka (2005), South Atlantic continental margins of Africa : A comparison of the tectonic vs climate interplay on the evolution of equatorial west Africa and SW Africa margins, *J. African Earth Sci.*, *43*, 283–300, doi :10.1016/j.jafrearsci.2005.07.010.
- Shaw, P. R. (1994), Age variations of oceanic crust Poisson's ratio : Inversion and a porosity evolution model, *J. Geophys. Res.*, *99*, 3057–3066, doi :10.1029/93JB02109.
- Sheikholeslami, M. R., A. Pique, P. Mobayen, M. Sabzehei, H. Bellon, et M. Hashem Emami (2008), Tectono-metamorphic evolution of the Neyriz metamorphic complex, Quri-Kor-e-Sefid area (Sanandaj-Sirjan Zone, SW Iran), *J. Asian Earth Sci.*, *31*, 504–521, doi : 10.1016/j.jseaes.2007.07.004.
- Sibuet, J. C. (1992), New constraints on the formation of the non-volcanic continental Galicia–Flemish Cap conjugate margins, *J. Geol. Soc. London*, *149*(5), 829–840, doi : 10.1144/gsjgs.149.5.0829.
- Solomatov, V. S. (2004a), Initiation of subduction by small-scale convection, *J. Geophys. Res.*, *109*, 1412–1428, doi :10.1029/2003JB002628.
- Solomatov, V. S. (2004b), Correction to “Initiation of subduction by small-scale convection”, *J. Geophys. Res.*, *109*, 5408, doi :10.1029/2004JB003143.
- Sonder, L. J., et P. England (1986), Vertical averages of rheology of the continental lithosphere Relation to thin sheet parameters, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *77*, 81–90, doi :10.1016/0012-821X(86)90134-2.
- Stern, R. (2004), Subduction initiation : spontaneous and induced, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *226*, 275–292, doi :10.1016/j.epsl.2004.08.007.
- Stuevold, L., et O. Eldholm (1996), Cenozoic uplift of Fennoscandia inferred from a study of the mid-Norwegian margin, *Global Planet. Change*, *12*, 359–386, doi :10.1016/0921-8181(95)00028-3.

- Séranne, M., M. Séguret, et M. Fauchier (1992), Seismic super-units and post-rift evolution of the continental passive margin of southern Gabon, *Bull. Soc. Geol. Fr.*, 163(2), 135–146.
- Tankard, A. J., et H. J. Welsink (1987), Extensional tectonics and stratigraphy of Hibernia oil field, Grand Banks, Newfoundland, *AAPG Bull.*, 71(10), 1210–1232, doi : 10.1306/703C804C.
- Thatcher, W. (1995), Microplate versus continuum descriptions of active tectonic deformation, *J. Geophys. Res.*, 100, 3885–3894, doi :10.1029/94JB03064.
- Theilen, F., et R. Meissner (1979), A comparison of crustal and upper mantle features in fennoscandia and the rhenish shield, two areas of recent uplift, *Tectonophysics.*, 61, 227–242, doi :10.1016/0040-1951(79)90299-3.
- Toth, J., et M. Gurnis (1998), Dynamics of subduction initiation at preexisting fault zones, *J. Geophys. Res.*, 103, 18,053–18,068, doi :10.1029/98JB01076.
- Tsikalas, F., J. I. Faleide, et N. J. Kusznir (2008), Along-strike variations in rifted margin crustal architecture and lithosphere thinning between northern Voring and Lofoten margin segments off mid-Norway, *Tectonophysics.*, 458, 68–81, doi :10.1016/j.tecto.2008.03.001.
- Turcotte, D. L., et E. R. Oxburgh (1967), Finite amplitude convective cells and continental drift, *J. Fluid Mech.*, 28, 29–42, doi :10.1017/S0022112067001880.
- Turcotte, G., et G. Schubert (1982), *Geodynamics : Application of Continuum Physics to Geological Problems*, John Wiley, New York.
- Ueda, K., T. Gerya, et S. V. Sobolev (2008), Subduction initiation by thermal chemical plumes : Numerical studies, *Phys. Earth Planet. Interiors.*, 171, 296–312, doi : 10.1016/j.pepi.2008.06.032.
- Våagnes, E., et H. E. F. Amundsen (1993), Late Cenozoic uplift and volcanism on Spitsbergen : Caused by mantle convection ?, *Geology*, 21(3), 251–254, doi :10.1130/0091-7613(1993)021.
- Van Avendonk, H. J. A., L. L. Lavier, D. J. Shillington, et G. Manatschal (2009), Extension of continental crust at the margin of the eastern Grand Banks, Newfoundland, *Tectonophysics.*, 468, 131–148, doi :10.1016/j.tecto.2008.05.030.
- van Wijk, J. W., R. S. Huismans, M. ter Voorde, et S. A. P. L. Cloetingh (2001), Melt generation at volcanic continental margins : No need for a mantle plume ?, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 3995–3998, doi :10.1029/2000GL012848.
- Vening Meinesz, F. (1941), Gravity over Hawaiian archipelago and over Madeira area, *Proc. Netherlands Acad. Wetensch.*, 44, 1–12.
- Von Huene, R., et D. W. Scholl (1991), Observations at convergent margins concerning sediment subduction, subduction erosion, and the growth of continental crust, *Rev. Geophys.*, 29, 279–316, doi :10.1029/91RG00969.

- Walcott, R. (1970b), Flexure of the lithosphere at Hawaii, *Tectonophys.*, *9*, 435–446, doi : 10.1016/0040-1951(70)90056-9.
- Walcott, R. I. (1970a), Flexural Rigidity, Thickness, and Viscosity of the Lithosphere, *J. Geophys. Res.*, *75*, 3941–3954, doi :10.1029/JB075i020p03941.
- Watts, A. B. (1978), An analysis of isostasy in the world's oceans 1. Hawaiian-emperor seamount chain, *J. Geophys. Res.*, *83*, 5989–6004, doi :10.1029/JB083iB12p05989.
- Watts, A. B., et E. B. Burov (2003), Lithospheric strength and its relationship to the elastic and seismogenic layer thickness, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *213*, 113–131, doi :10.1016/S0012-821X(03)00289-9.
- Watts, A. B., et J. R. Cochran (1974a), Gravity Anomalies and Flexure of the Lithosphere along the Hawaiian-Emperor Seamount Chain, *Geophys. J. Int.*, *38*, 119–141, doi : 10.1111/j.1365-246X.1974.tb04112.x.
- Watts, A. B., et M. Talwani (1974b), Gravity anomalies seaward of deep-sea trenches and their tectonic implications, *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, *36*, 57–90.
- Watts, A. B., et S. Zhong (2000), Observations of flexure and the rheology of oceanic lithosphere, *Geophys. J. Int.*, *142*, 855–875, doi :10.1046/j.1365-246x.2000.00189.x.
- Wernicke, B. (1985), Uniform-sense normal simple shear of the continental lithosphere, *Can. J. Earth Sci.*, *22*, 108–125.
- Wessel, P. (1992), Thermal stresses and the bimodal distribution of elastic thickness estimates of the oceanic lithosphere, *J. Geophys. Res.*, *97*, 14,177–14,193, doi :10.1029/92JB01224.
- White, R., et D. McKenzie (1989), Magmatism at rift zones - The generation of volcanic continental margins and flood basalts, *J. Geophys. Res.*, *94*, 7685–7729, doi : 10.1029/JB094iB06p07685.
- Whitmarsh, R. B., G. Manatschal, et T. Minshull (2001), Evolution of magma-poor continental margins from rifting to seafloor spreading, *Nature*, *413*, 150–154.
- Williams, H. R. (1990), Subprovince accretion tectonics in the south-central Superior province, *Canadian J. Earth Sci.*, *27*, 570–581.
- Winterer, E. L., J. S. Gee, et R. J. Van Waasbergen (1988), The source area for lower cretaceous clastic sediments of the Galicia Margin : Geology and tectonic and erosional history, in *Proc. Ocean Drill. Program Sci. Results*, vol. 103, pp. 697–732.
- Zegers, T. E., et P. E. van Keken (2001), Middle Archean continent formation by crustal delamination, *Geology*, *29*, 1083–1086, doi :10.1130/0091-7613(2001)029.

Deuxième partie

Heat flux at the base of thick
continental roots

Chapitre 1

Low Heat Flux and Large Variations of Lithospheric Thickness in the Canadian Shield

Submitted to the Journal of Geophysical Research

F. Lévy¹, C. Jaupart¹, J.-C. Mareschal², G. Bienfait¹ and A. Limare¹

¹ Équipe de Dynamique des Fluides Géologiques, Institut de Physique du Globe de Paris.

² Centre de recherche en Géochimie et en Géodynamique, GEOTOP, Université du Québec à Montréal, Canada.

Abstract Ten new heat flux determinations have been made using measurements in twenty-two mining exploration boreholes located at latitudes higher than 51°N in the Canadian Shield. They provide data in poorly sampled regions near the core of the North American craton where one expects the lithosphere to be thickest. The new heat flux values are all smaller than 34 mW m⁻² and are amongst the lowest recorded so far in the Shield. For all the new sites, there is no relationship between heat flux and heat production in surface rocks. In the Canadian Shield, heat flux variations occur at wavelengths <100 km and are mostly of crustal origin. Local averages in two 250×250 km windows located on Archean areas at high latitudes on either side of James Bay are 29 mW m⁻² and 31 mW m⁻², the lowest values found so far at this scale in the Canadian Shield. *S*-wave travel-time delays derived from tomographic models provide additional constraints on the deep thermal structure of the lithosphere. There is no significant correlation between average surface heat flux and travel-time delays within the Canadian Shield, confirming that variations of the surface heat flux are mostly of crustal origin. Travel-time delays cannot be explained by variations in crustal heat production only and require small (± 3 mW m⁻²) variations in the heat flux at the base of the

lithosphere beneath the Canadian Shield. Such small variations of heat supply at the base of Precambrian lithosphere are associated with changes of lithospheric thickness that may be as large as 80 km.

1.1 Introduction

The large thickness of continental lithosphere beneath Precambrian provinces implies changes of heat flux between oceans and continents and imposes constraints on mantle convective motions. On a smaller scale, variations of lithospheric thickness and heat flux at the base of continental roots carry information on the pattern of convection beneath continents. Such variations provide constraints on continent-forming processes in the Earth's distant past. The thick continental roots that underlie Precambrian provinces may have been generated at the time of continental crust extraction from the convecting mantle or at later times through a combination of magmatic and tectonic events. The Superior Province of the Canadian Shield, for example, which is the largest Archean province on Earth, formed through accretion of several volcanic arcs and was subjected to major thermal perturbations at the end of the Archean (*Card, 1990; Thurston, 2002*). The Superior craton was welded to other Archean blocks during Proterozoic collision events that led to the present assemblage (*Hoffman, 1989*). How much of the present thickness of the roots can be attributed to these events cannot be assessed without knowledge of their geometry beneath geological provinces of different ages.

Large-scale models of the thickness of continental lithosphere have been derived from global data sets and simple parameterizations of the relationship between values of heat flux at the surface and at the Moho (*Pollack and Chapman, 1977; Artemieva and Mooney, 2001*). They demonstrate that large variations can occur but have poor lateral resolution on the scale of an individual geological province. Data coverage for heat flux and crustal heat production over the Canadian Shield is dense enough to contribute usefully to studies of the thick continental root that lies beneath it (*Eade and Fahrig, 1971; Jessop and Lewis, 1978; Fountain et al., 1987; Shaw et al., 1994; Perry et al., 2006a*). In order to determine lateral temperature changes in a continental root, however, one must determine the heat flux at the base. This basal heat flux is probably as low as 15 mW m^{-2} (*Jaupart and Mareschal, 1999; Mareschal and Jaupart, 2004*). Thus, even changes that are large in proportion of such a small value are difficult to determine from surface heat flux data because they are overwhelmed by variations of crustal heat production. Basal heat flux variations of $\pm 3 \text{ mW m}^{-2}$ (about 20% of the average) pale in comparison to variations of the surface heat flux that are as large as 20 mW m^{-2} in the Canadian Shield. In order to resolve variations of lithospheric thickness and convective heat supply, surface heat flux measurements must be supplemented by other geophysical data. Several large-scale seismological and magnetotelluric studies of the North American continent are available (*van der Lee and Nolet, 1997; Shapiro et al., 2004; Jones et al., 2003; Van der Lee and Frederiksen, 2005; Pedersen et al., 2008*). In principle, the different data sets complement one another. Seismic velocities, for example, are sensitive to temperature,

composition and water content. Thus, combining seismic and heat flux constraints can narrow down considerably the range of geophysical models that are admissible (*Shapiro et al.*, 2004; *Perry et al.*, 2006b). In addition, such comparisons allow tests of the various assumptions that go into model calculations. For example, lithospheric thermal models strongly depend on the amount and distribution of radioactive elements in the crust, which must be inferred from heat flux and heat production systematics and from geochemical studies (*Rudnick and Gao*, 2003; *Jaupart and Mareschal*, 2003; *Mareschal and Jaupart*, 2004). Unfortunately, the different data sets are seldom available in the same areas and comparisons are restricted to the few regions where they overlap. In the Superior Province, with few exceptions, heat flux measurements so far have only been made in areas south of 50°N due to the vagaries of drilling for mineral exploration, difficult access, and the presence of permafrost. Yet, seismic studies indicate that the continental lithosphere is coldest and thickest in the northern parts of the province, above the 50°N parallel (*Shapiro et al.*, 2004; *Van der Lee and Frederiksen*, 2005). The present study was undertaken to reduce the heat flux data gap in order to allow comparisons with seismic observations over a large part of the North American craton.

In this paper, we report on ten new surface heat flux determinations based on measurements in twenty-two deep boreholes located at latitudes higher than 50°N in the Canadian Shield. We also report on measurements of radiogenic heat production in shallow crustal rocks at all the measurement sites. We took special care to make several measurements in two areas of limited horizontal extent in order to evaluate possible biases due to anomalous terranes. This allowed us to estimate local averages of heat flux and temperature gradient which can be downward continued to large lithospheric depths. We find that the locally averaged heat flux is much lower in the northernmost parts than in southern part of the Superior Province. We then use seismic *S*-wave travel times derived from the CUB2.0 model of *Shapiro and Ritzwoller* (2002) and the NA04 model of *Van der Lee and Frederiksen* (2005) to evaluate the magnitude of heat flux variations at the base of the lithosphere. We calculate vertical temperature profiles through the lithosphere that are consistent with both the surface heat flux data and constraints on the Moho heat flux. These geotherms depend on the basal heat flux and allow predictions of seismic travel times that are compared to the data. We find that the heat flux at the base of the North American lithosphere cannot be laterally uniform and that it may vary by as much as $\pm 3 \text{ mW m}^{-2}$.

1.2 New Heat Flux and Heat Production Measurements

Measurement techniques have been described in previous papers (*Mareschal et al.*, 1989; *Pinet et al.*, 1991) and are summarized in Appendix A. Recent variations in surface temperature due to climate change, and lateral variations in thermal conductivity or in surface boundary conditions, due for example to the numerous lakes that dot the Canadian Shield, outweigh the effect of the vertical variations in thermal conductivity. Therefore, we strove to find deep boreholes (500 m) or, where they were not available, to make measurements in

neighboring boreholes. Following previous studies (*Pinet et al.*, 1991), our heat flux determinations are rated from A to C depending on the borehole characteristics and data consistency (Appendix A). As regards thermal conductivity determinations, the guiding principle is that we seek values that are representative of the bulk rock average. One single measurement on a thin disk is likely to depend on the local mineral composition, which may vary on the scale of individual minerals. Therefore, for each piece of core, we measure the conductivities of five samples with different thicknesses in order to determine a conductivity value that is independent of scale. One additional advantage of this technique is that it eliminates the contact resistance between the rock sample and the measurement device, which may vary from sample to sample. For these reasons, the number of conductivity values listed in Table 1.1 does not reflect the reliability of our estimates. The robustness of our estimates depends on the total number of individual conductivity measurements made at each site, which typically involves two boreholes or more. In this study it is never less than 35 and may reach 165.

The new site locations and the vertical temperature profiles obtained in this study are shown in Figure 1.1 and 1.2. Borehole characteristics are described in Table 1.2. The new heat flux and heat production data are summarized in Tables 1.1 and 1.3.

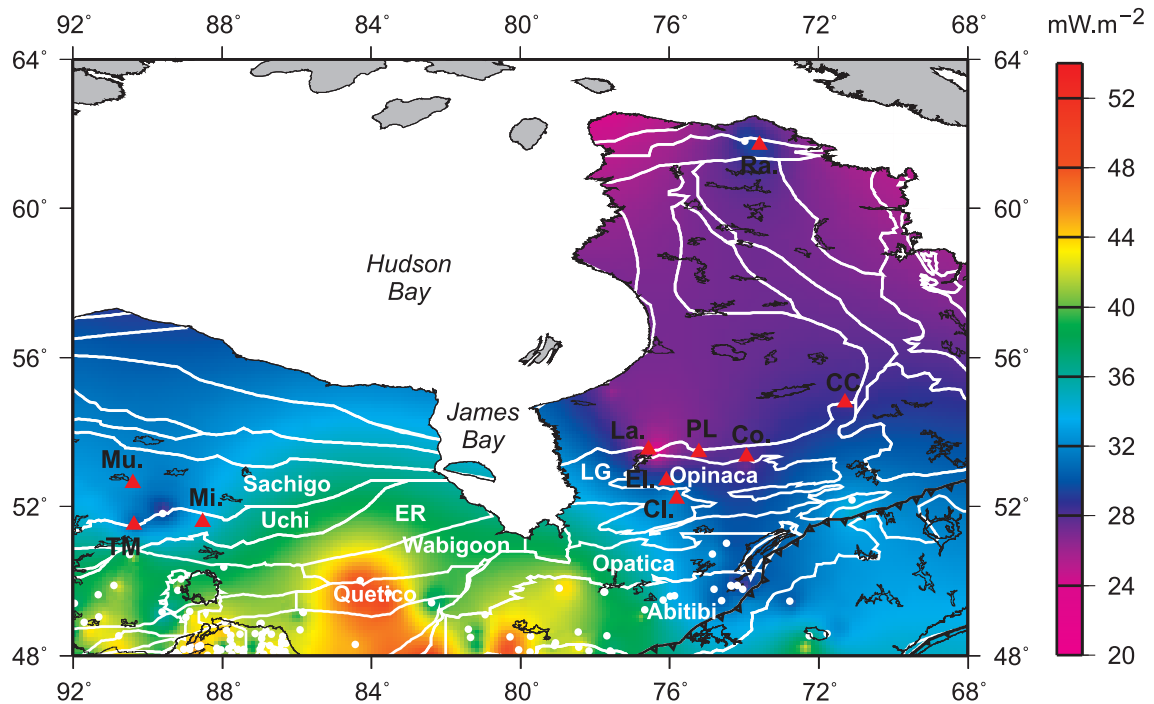


Fig. 1.1: Heat flux map of the northern Superior Province. Red triangles represent the new heat flux sites. White dots are previous measurement sites. White lines mark subprovince boundaries. Subprovince names are in white (ER = English River belt, LG = La Grande belt), site names are in black. See Table 1.1 and 1.2 for full site names and descriptions.

Site Hole #	Lat north	Lon west	Dip deg	Δh m	N_k	$\langle k \rangle$ $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	Γ mK m^{-1}	Q	σ_Q	ΔQ mW m^{-2}	Q_c
Lagrande											20 (B)
04-05	53 31 45	76 33 15	60	320-550	10	2.89	6.7	19.2	0.9	2.7	21.9
04-06	53 31 42	76 33 49	52	240-290	7	2.94	5.0	14.7	1.1	3.2	17.9
Eleonore											31 (B)
05-02	52 42 05	76 04 46	56	390-520	9	2.47	12.4	30.7	2.0	2.1	32.8
05-03	52 42 00	76 04 45	58	320-610	9	2.45	11.1	27.2	2.9	2.6	29.8
Clearwater											33 (A)
05-05	52 12 33	75 48 38	80	360-700	11	2.66	11.5	30.6	1.8	2.5	33.1
05-05	52 12 33	75 48 38	80	740-810	11	2.35	13.3	31.3	0.4	1.1	32.4
05-06	52 12 31	75 48 23	80	500-740	9	2.63	11.9	31.4	1.5	2.2	33.6
05-07	52 12 39	75 48 23	77	170-370	2	2.77	10.9	30.1	1.0	3.2	33.3
Musselwhite											33 (A)
06-01	52 37 28	90 23 33	76	250-740	11	2.73	11.2	30.7	2.2	2.6	33.3
Miminiska											34 (C)
06-02	51 34 51	88 31 09	45	100-215	5	3.91	6.5	25.5	2.8	8.2	33.7
06-03	51 34 51	88 31 09	61	180-230	3	3.91	7.4	28.8	0.5	4.9	33.7
Thierry Mine											28 (A)
06-05	51 30 24	90 21 11	74	240-690	12	2.91	9.2	26.8	2.0	2.9	29.7
06-06	51 30 22	90 21 11	70	220-490	9	2.61	9.4	24.4	1.4	2.6	27.0
06-08	51 30 24	90 21 11	62	290-750	10	2.60	9.5	24.6	2.3	2.5	27.1
Raglan											32 (B)
05-01; 06-13 *	61 41 55	73 34 50	75	320-410	9	2.80	13.2	37.0	1.7	-5.7	31.3
06-14	61 41 50	73 34 52	77	340-480	9	2.70	13.3	36.2	1.3	-5.6	30.6
06-15	61 41 32	73 34 52	75	210-390	9	2.74	13.2	39.5	2.7	-6.1	33.4
Camp Coulon											28 (B)
07-12	54 47 43	71 17 09	54	258-545	7	3.69	7.2	26.4	2.6	2.6	29.0
07-13	54 47 95	71 17 20	40	300-450	8	3.73	6.6	24.5	1.9	3.0	27.5
07-14	54 47 43	71 17 34	56								
Poste Lemoyne											27 (C)
04-08	53 27 51	75 12 58	52	200-250	7	2.71	10.0	27.0	3.0	2.3	29.3
07-15	53 27 37	75 12 21	55	200-410	7	2.50	9.1	22.7	2.2	2.2	24.9
Corvet											27 (B)
07-16	53 19 72	73 55 60	67	200-470	7	2.80	8.6	24.0	1.0	2.8	26.8

Tab. 1.1: *New heat flux measurements in the Superior Province.*

Δh is the depth interval over which heat flux is estimated, k is thermal conductivity, N_k is the number of conductivity determinations (total number of samples analyzed is $5 \times N_k$, see text for details), Γ is the temperature gradient, $\langle k \rangle$ is the average thermal conductivity, Q is heat flux, σ_Q is the standard deviation on the heat flux, ΔQ is the climatic correction for heat flux and Q_c is the corrected heat flux. Symbol ‘*’ indicates a hole measured twice at a one-year interval.

Borehole		Geological Unit		Site description
#	Name	Regional	Age	
05-01	Raglan	Cape Smith Fold Belt	Proterozoic	Hole through thick permafrost ;
06-15	Raglan			mafic to ultramafic intrusives and flows
06-14	Raglan			with altered contacts.
06-13	Raglan			same hole as 05-01 ; repeat measurement at a one-year interval to check for thermal stability.
04-05	LaGrande	LaGrande volcano-plutonic belt	Archean	granite intrusion
04-06	LaGrande			within volcanic and sedimentary sequence.
04-08	Poste Lemoyne	LaGrande Belt	Archean	basaltic flows.
07-15	Poste Lemoyne			
05-02	Eleonore	LaGrande Belt	Archean	sedimentary sequence against
05-03	Eleonore			diorite-tonalite pluton ; close to boundary between La Grande and Opatica Belts.
07-12	Camp Coulon	LaGrande Belt	Archean	volcano-sedimentary sequence ;
07-13	Camp Coulon			mafic volcanics / felsic pyroclastics.
07-14	Corvet	LaGrande Belt	Archean	basaltic flows.
05-05	Clearwater			Opinaca Belt
05-07	Clearwater	Opinaca Belt	Archean	tonalite intrusion
05-08	Clearwater			and Eau Claire volcano-clastic formation.
06-01	Musselwhite	Sachigo subprovince	Archean	within North Caribou greenstone belt ;
				mafic volcanics and altered schist sequence.
06-02	Miminiska	Uchi Belt	Archean	volcanics
06-03	Miminiska			and sedimentary rocks.
06-04	Thierry Mine	Uchi Belt	Archean	granite intrusion
06-05	Thierry Mine			within mixed volcanics sequence.
06-06	Thierry Mine			

Tab. 1.2: *Site description of new heat flux measurements.*

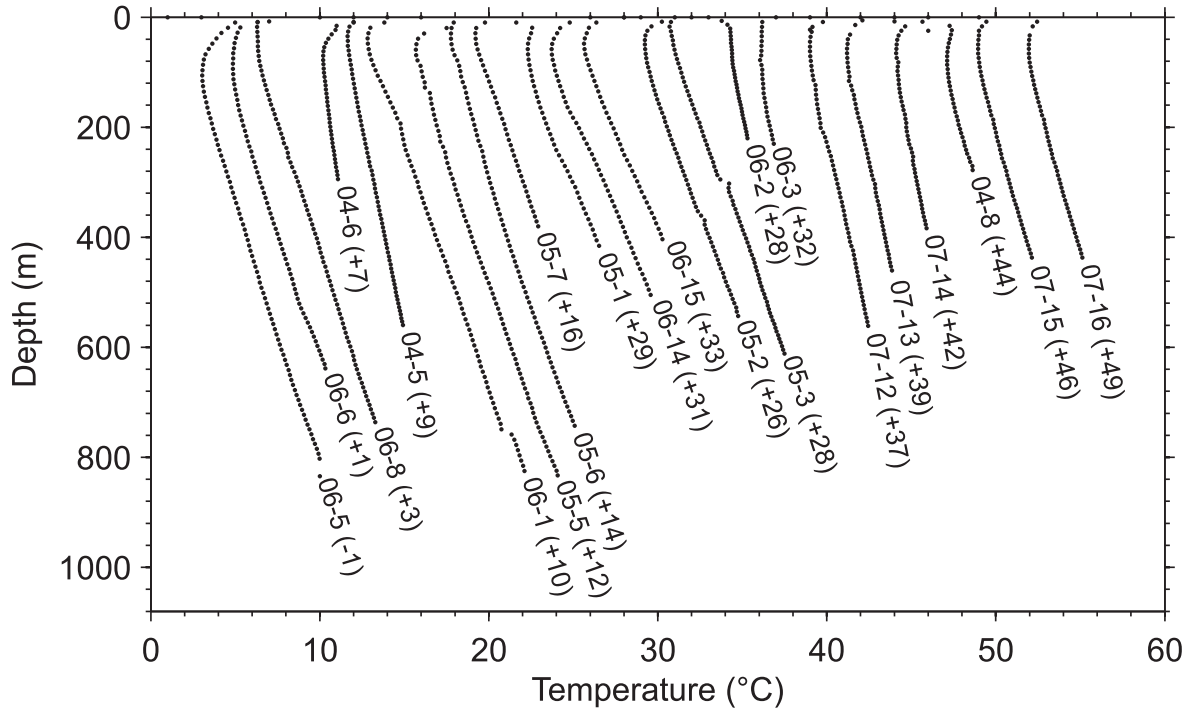


Fig. 1.2: Temperature-depth profiles for all the new sites reported in this study. The profiles are shifted horizontally as indicated (in °C) to avoid superposition.

Site	Lithology	U ppm	Th	K %	A $\mu\text{W m}^{-3}$	σ_A	N_A
LaGrande	granodiorite	0.22	0.40	0.89	0.17	0.04	17
Eleonore	wacke	1.45	5.53	2.20	0.96	0.27	20
Clearwater	mafic volcanoclastics	0.79	2.78	1.00	0.49	0.31	21
Musselwhite	gneiss	0.69	2.20	2.62	0.57	0.10	7
Miminiska	graywacke	1.63	5.43	2.16	0.98	0.19	11
Thierry Mine	granite	2.43	9.77	2.33	1.52	0.77	13
Raglan	mafic volcanics	0.19	0.63	0.23	0.11	0.08	12
Camp Coulon	rhyolite	2.01	10.13	2.19	1.42	0.23	7
Poste Lemoyne	mafic volcanics/sediments	0.53	1.87	0.98	0.36	0.35	7
Corvet	intermediate volcanics	0.94	4.06	0.90	0.60	0.17	5

Tab. 1.3: Heat Production at new heat flux sites in the Superior Province.

U , Th , K are Uranium, Thorium and Potassium concentrations, A is heat production, σ_A is standard deviation and N_A is the number of samples.

1.2.1 Overview of the New Heat Flux Data

Special care was taken to obtain reliable measurements at the northernmost site located at 61°N within a thick (>500 m) permafrost region near Hudson Strait in northern Quebec. At this remote site, which is close to the Raglan mine, a tube filled with silicone oil was emplaced in a hole immediately after drilling. Because thermal re-equilibration in permafrost

is delayed by latent heat effects, we logged the temperature in the hole two and three years after drilling was completed to verify that thermal stability had been reached. Two other holes containing ice slurry (the brine used during drilling) could be penetrated and were logged to evaluate small-scale horizontal variations of thermal structure (*Chouinard et al.*, 2007). After the correction for the glacial retreat, we obtain a value of 31 mW m^{-2} for heat flux. Our site is located about 30 km away from an older measurement site, Asbestos Hills (*Taylor and Judge*, 1979). For the latter site, *Taylor and Judge* (1979) tried several climate corrections based on different assumptions on the temperature at the base of the Laurentide ice sheet (see Appendix A). With assumptions similar to ours, they obtained a value of 28 mW m^{-2} .

The other new sites of this study can be split in two geographical groups. One group, west of James Bay, straddles the Uchi and Sachigo belts of the western Superior Province (Figure 1.1). There, the new data complement one older measurement at the Otokwin River site (*Jessop and Lewis*, 1978). They confirm that the surface heat flux is low in that area, with a local average of 31 mW m^{-2} . The other group, east of James Bay, is located in and around the Archean LaGrande volcano-plutonic belt which lies to the north of the Opatika belt (*Card*, 1990). The LaGrande belt may be related to the Uchi and English River belts of the western Superior Province. Five measurements <100 km apart define a low heat flux area with an average of 29 mW m^{-2} . The heat flux at the LaGrande site, 20 mW m^{-2} , is the lowest value recorded so far in the Canadian Shield. Further to the north-east, one new heat flux measurement within the same belt, at Camp Coulon, is also low (28 mW m^{-2}).

These new heat flux data add nine values to the seventy determinations in the Superior Province data set of *Perry et al.* (2006a). They represent only a small fraction of the total number of values available in the Province, and hence do not significantly affect the bulk statistics. The province-wide average is now 40 mW m^{-2} instead of the previous estimate of 41 mW m^{-2} (*Perry et al.*, 2006a). The new data have been included in a heat flux map (Figure 1.1). With the uneven distribution of heat flux sites and the large contrasts that are observed in a few isolated areas, the map must be considered as an approximation and is only presented to illustrate the heat flux variations in the Province. The new measurements confirm the low heat flux in the northern part of Shield that was previously extrapolated from a few scattered measurements. This is now the largest low heat flux area in North America. The trend of decreasing heat flux towards the north and towards the center of the Shield was already apparent in the data set of *Perry et al.* (2006a) but was somewhat obscured by the juxtaposition of volcano-plutonic and volcano-sedimentary belts with contrasting heat production rates. This trend may appear as part of a larger-scale pattern over the whole North American continent (*Blackwell and Richards*, 2004). This continent-wide pattern, which is defined mostly by the contrast between low heat flux of the Canadian Shield and the high values in the younger geological provinces to the south, reflects the history of continental accretion.

In order to better understand the heat flux trend within the Canadian Shield, one must account for small-scale fluctuations due to changes of crustal heat production. The main problem is due to the large heat flux anomalies over enriched granitic plutons (*Jessop and Lewis, 1978*). These plutons are usually of small size, and the local heat flux value is not representative of the average crust in a province. To alleviate this potential problem, we have averaged heat flux values over ten geographical windows (Table 1.4, Figure 1.3). Window selection was based on the following criteria : they must be large enough and include enough heat flux values to allow the smoothing of small-scale variations, and they must be distributed over the whole Shield. We discuss the significance and reliability of local averages later in the paper in connection with study of seismic anomalies. The size of all the windows selected is never less than 200 km (Table 1.4). Two windows (labelled D and I, Table 1.4) have a small number of heat flux data but they correspond to areas where the heat flux is uniformly low and the average can not be biased by isolated enriched plutons. As explained above, one additional heat flux determination to the northeast of window (I), at the Camp Coulon site, confirms that the heat flux is low in that part of the Shield. In fact, the Camp Coulon heat flux value is identical to the window average within measurement error. Data for the ten windows selected here will be discussed later in the paper when they will be used to calculate

	Latitude north	Longitude west	$\Delta X_{Lat} \times \Delta Y_{Lon}$ km \times km	Province	$\Delta \bar{t}_s^{VDL}$ s	$\Delta \bar{t}_s^{SR}$	N	\bar{Q} mW m ⁻²	σ_Q	\bar{A} μW m ⁻³	σ_A
A	56 52	101 31	290 \times 213	THO	-1.44	-3.13	11	32.1	1.7	0.68	0.12
B	50 11	94 55	316 \times 335	SUP	-1.76	-2.47	14	43.6	1.9	1.19	0.35
C	49 38	90 33	297 \times 281	SUP	-1.66	-2.28	13	40.6	1.3	0.64	0.18
D	52 31	89 26	323 \times 209	SUP	-1.29	-2.18	4	30.5	1.7	0.67	0.19
E	49 03	84 09	297 \times 273	SUP	-1.46	-1.76	9	46.1	2.8	0.89	0.21
G	49 03	80 18	273 \times 252	SUP	-1.50	-1.46	10	42.9	1.7	0.64	0.16
H	45 15	77 39	284 \times 199	GRE	-0.48	-1.26	10	38.9	3.5	0.47	0.30
I	52 59	75 11	266 \times 250	SUP	-1.76	-2.10	5	28.7	1.6	0.48	0.15
J	49 38	74 37	364 \times 320	GF	-1.49	-1.48	13	31.1	1.0	0.42	0.09
K	45 05	70 56	318 \times 215	APP	+0.13	-1.25	10	57.3	5.8	2.60	0.27

Tab. 1.4: *S-wave vertical travel-time delay and heat flux data for the ten windows of Figures 1.3 and 1.6.*

Latitude and longitude refer to center of cell. ΔX_{Lat} and ΔY_{Lon} are the window dimensions in the vertical (latitude) and horizontal (longitude) directions. $\Delta \bar{t}_s$ is the mean *S*-wave vertical travel-time delay from 60 to 300 km, for *Van der Lee and Frederiksen (2005)* (VDL) and *Shapiro et al. (2004)* (SR). *N* is the number of heat flux measurements averaged by box, \bar{Q} is the mean surface heat flux, σ_Q is the standard error on \bar{Q} . \bar{A} is the mean heat production, σ_A is the standard error on \bar{A} . Provinces are : THO Trans Hudson Orogen, SUP Superior, GF Grenville Front (Superior-Grenville), GRE Grenville, APP Appalachians.

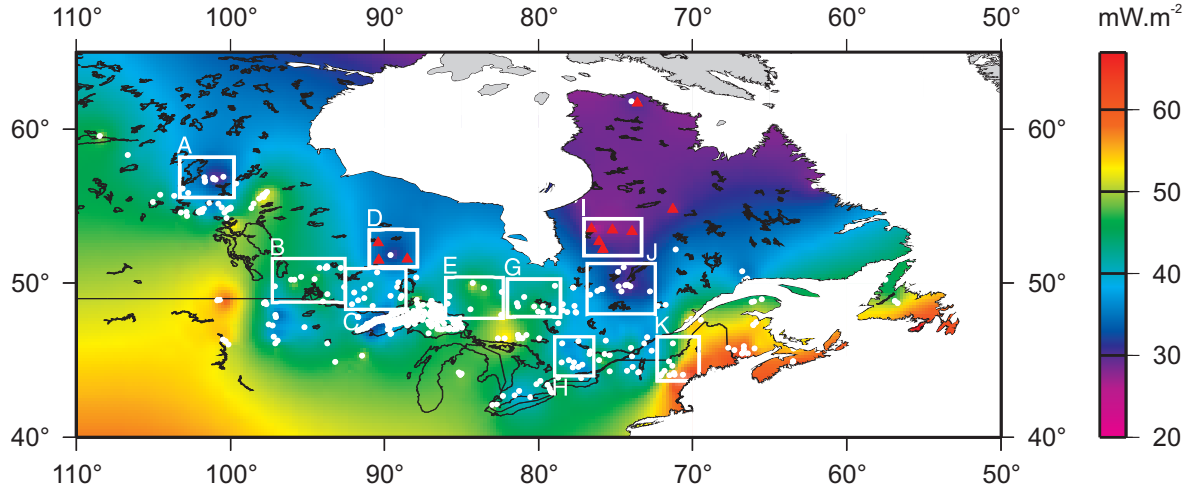


Fig. 1.3: Heat flux map of the Canadian Shield. Red triangles represent the new measurement sites, white dots are measurement sites from previous studies. The white frames show the location of ten averaging windows selected using criteria that are detailed in the text.

lithospheric geotherms. For the moment, we focus on windows (I) and (D) in the Superior Province which include the new data (Figures 1.3 and 1.4). The LaGrande window (I) and the western Superior window (D) have the lowest averages (29 mW m^{-2} and 31 mW m^{-2} respectively). Both values are at least 10 mW m^{-2} lower than those in the southern part of the province.

1.2.2 Heat Flux and Heat Production

The measurement sites of this study involve both mafic volcanic assemblages and chemically evolved rocks such as granites. The granodiorite samples from the LaGrande site stand out with surprisingly low Uranium and Thorium concentrations, and radiogenic heat production, in contrast to similar plutons in the Wawa or Abitibi belts further south. The large variations of surface heat production between the sites are not reflected in the heat flux values. All the new values are less than 34 mW m^{-2} , *i.e.* significantly below the Superior Province wide average of 40 mW m^{-2} .

Low heat flux values can be explained in two different ways : low heat flux at the base of anomalously thick lithosphere or depletion of radioactive elements in the crust. For the lithosphere of the Canadian Shield which is thicker than 200 km (Jaupart *et al.*, 1998; Rudnick and Nyblade, 1999; Shapiro *et al.*, 2004), differences in thickness induce variations of surface heat flux over very long wavelengths ($> \approx 500 \text{ km}$ (Mareschal and Jaupart, 2004)). This is not consistent with the data, which vary by relatively large amounts over distances less than 250 km, between windows (C) and (D) for example. We do not rule out variations of lithospheric thickness or heat flux at the base of the lithosphere, and in fact shall determine their magnitude later in the paper. Such variations, however, can only account for a small

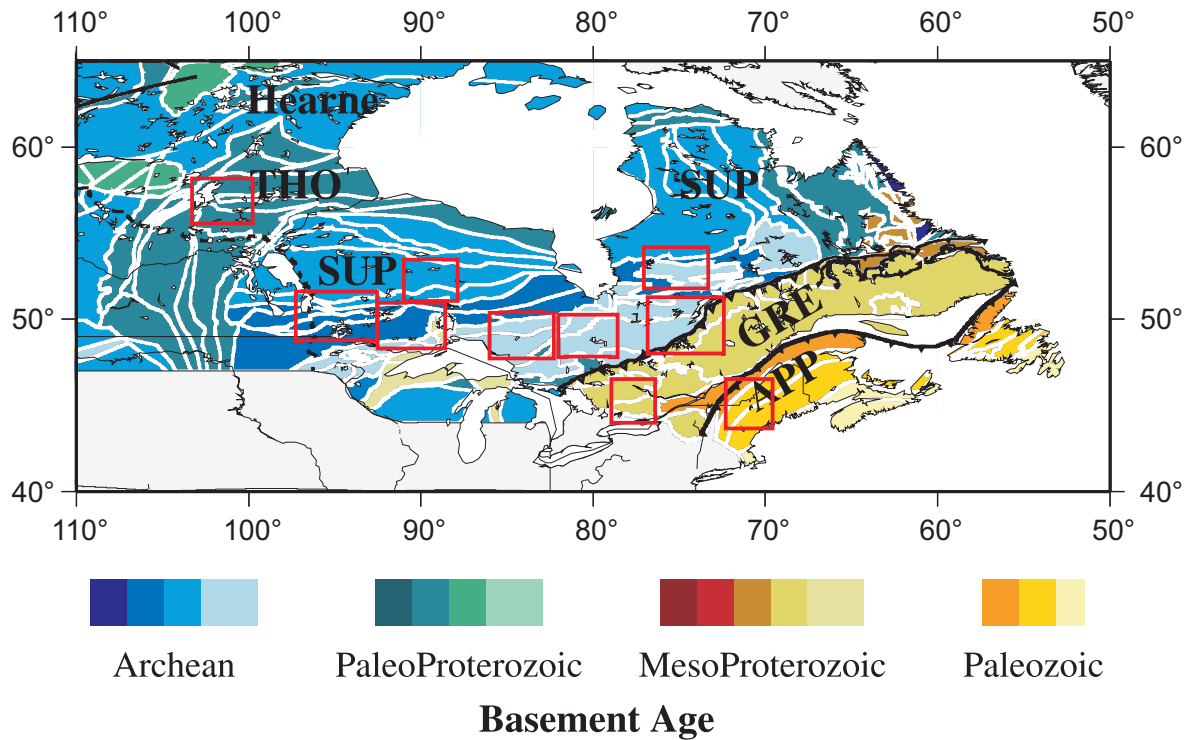


Fig. 1.4: Geological map of the Canadian Shield, showing the major geological provinces. THO is the Trans-Hudson Province, SUP is the Superior Province, GRE is the Grenville Province, and APP is the Appalachians. Red frames show the location of the ten windows of Figure 1.3.

fraction of the changes that are recorded in surface heat flux data. We therefore conclude that the low heat flux values reported in this paper are due to depleted crust.

The measurement sites are not systematically associated with low surface heat production, as shown by the Thierry Mine boreholes which intersect an enriched granite. Figure 1.5a emphasizes the lack of correlation between surface heat flux and heat production values at the new sites. This does not come as a surprise and has been observed in all the provinces of the Canadian Shield (Mareschal *et al.*, 1999). This is in marked contrast with many younger provinces where enriched plutons intrude older rocks with lower heat production. The southern Superior Province is characterized by thick volcanic packages emplaced on top of basement that may not be much older than them. In such conditions, surface heat production contrasts tend to be small and heat flux variations are mostly due to changes of composition in the basement that are not necessarily reflected in the surface rocks, as illustrated in the Abitibi province (Pinet *et al.*, 1991). The new data are remarkable because they are so uniform : with the exception of the LaGrande site, they are all within a tight range of $27\text{--}34\text{ mW m}^{-2}$. This is best interpreted as a background heat flux over poorly differentiated crust slightly and locally modified by thin superficial units. Using the Moho heat flux estimate of 15 mW m^{-2} from Perry *et al.* (2006a), the average crustal heat production in 40 km-thick crust with a heat flux

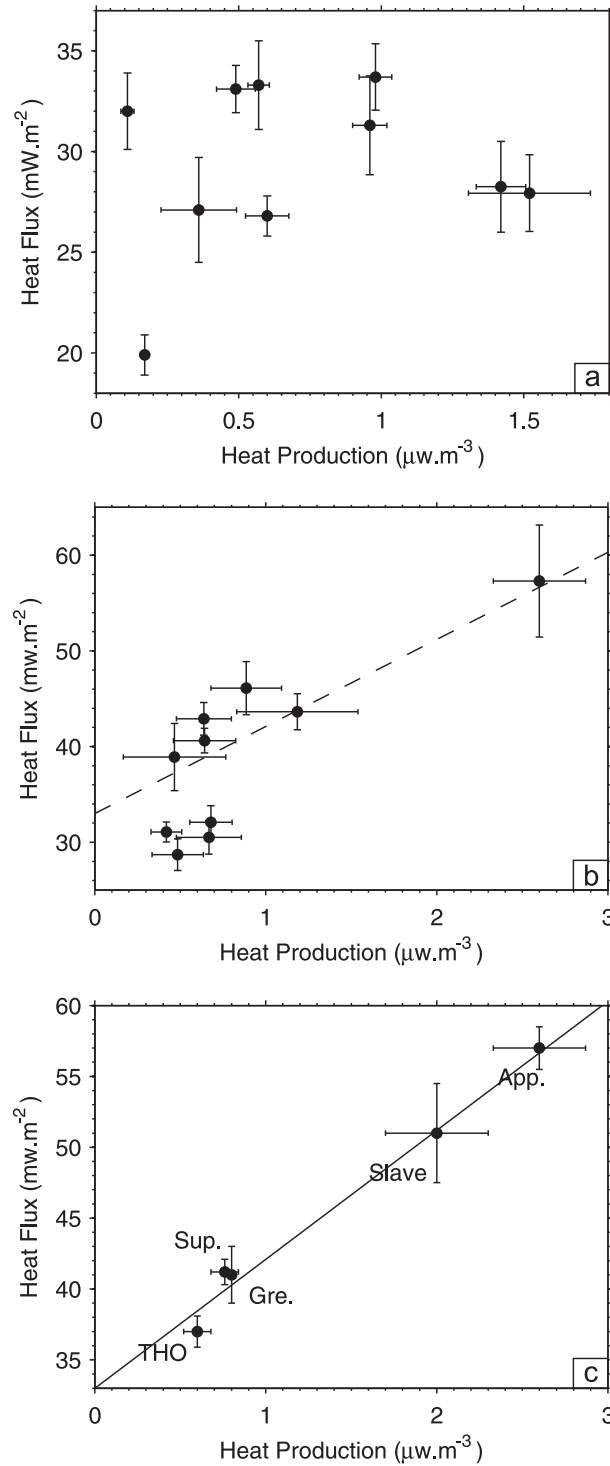


Fig. 1.5: (a) Surface heat flux vs. surface heat production for all the new measurement sites. (b) Relationship between the local averages of surface heat flux and heat production for the ten windows of Figure 1.3. Dashed line is the best-fit linear relationship for the province-wide averages. (c) Relationship between province-wide averages of heat flux and heat production for major geological provinces of North America, from Perry et al. (2006a). Line : best-fit linear relationship with a slope of 9.1 km and a heat flux intercept of 33 mW m^{-2} .

of 29 mW m^{-2} is $0.35 \text{ } \mu\text{W m}^{-3}$, much lower than the average Archean crust ($0.65 \text{ } \mu\text{W m}^{-3}$, (*Jaupart and Mareschal, 2003*)). This is within the range of heat production values for granulite facies terranes, which have the lowest heat production amongst continental crustal material (*Rudnick and Fountain, 1995; Jaupart and Mareschal, 2003*). The very low heat flux at the LaGrande site can only be interpreted as due to anomalously large amounts of undifferentiated mafic rocks in the crustal column. It also provides a strong constraint on Moho flux which must be less than 20 mW m^{-2} .

Using the average values for the ten windows of Table 1.4, a relationship between heat flux and heat production begins to emerge (Figure 1.5b). These data can be evaluated using the large-scale systematics of heat flux and heat production in North America. *Perry et al. (2006a)* considered the average heat flux and surface heat production in five geological provinces covering the geological history of the stable continent and representing different types of continental crust. With province wide averages, they obtained values that are not affected by isolated anomalies and include different rock types. All provinces have been extensively deformed and eroded, so that rocks from a large range of depths can be found at the surface. The metasedimentary-plutonic belts of the western Superior Province, for example, include rocks from all metamorphic grades up to granulite facies. The province-wide averages exhibit a remarkable linear relationship, with a heat flux intercept of $\sim 33 \text{ mW m}^{-2}$ corresponding to crust with zero surface heat production (Figure 1.5c). The value of this intercept is slightly higher than the local average values in the two northern Superior windows (I) and (D) discussed earlier and in window (J) adjacent to window (I) to the south. According to the analysis of crustal structure by *Perry et al. (2006a)*, compared to the Superior Province as a whole, these northern windows can be interpreted as extreme cases with depleted crust and almost no internal crustal stratification, *i.e.* with little difference between upper and lower crust. It is significant that, over the large area encompassed by windows (I) and (J), heat production values are low and vary by small amounts, and further that the mean and standard deviation of heat production are essentially the same in both windows. This confirms the lack of crustal differentiation in the area. Save for window (A) located in the Trans-Hudson Orogen, the data for the other windows lie close to the best-fit linear relationship for the province-wide averages (Figure 1.5b). For the window averages, the quality of the fit is clearly not as good as that for the province-wide averages, which we attribute to insufficient sampling of heat production. A single heat flux value is sensitive to crustal heat production over large horizontal distances (*Jaupart and Mareschal, 2003*) and hence records the contribution of many different geological units. In order to obtain a representative average, more samples are needed for heat production than for heat flux. Consider for example window (H) in the Grenville Province, which we shall study in more detail below. Its heat flux - heat production pair of (39 mW m^{-2} , $0.47 \text{ } \mu\text{W m}^{-3}$) is slightly offset from the linear relationship. In comparison, the province-wide averages are 41 mW m^{-2} , $0.80 \text{ } \mu\text{W m}^{-3}$, respectively (*Perry et al., 2006a*). The heat flux is barely affected by the change of window size, whereas the heat production almost doubles. For window (A) in the Trans-Hudson Orogen, the problem of determining a reliable

heat production average is acute due to the intricate assemblage of many belts of different origins and compositions.

Two conclusions can be drawn from this analysis. One is that there seems to be two types of crustal structure in the Canadian Shield. In the northern part of the Superior Province, the crust is not well differentiated and lacks enriched upper crustal rocks. The crust found in the southern part of the Superior Province and in the other provinces has radiogenic upper crustal rocks over a thickness of ≈ 9 km on average lying above depleted rocks. The other conclusion is that the windows in Table 1.4 (≈ 250 km \times 250 km on average) allow determinations of average heat flux that are representative of the local crust.

1.3 Variations of Heat Flux and Deep Lithospheric Thermal Structure

In order to investigate the deep thermal structure of the lithosphere, we combine the surface heat flux with seismic data. The interest of such an approach has already been demonstrated by previous studies. For instance, *Shapiro et al.* (2004) have shown that including heat flux constraints narrows down the range of acceptable solutions in the Monte-Carlo inversion of surface wave data. These authors excluded seismic models with velocities at the Moho that were not consistent with constraints on temperature deduced from heat flux data. Interestingly, the excluded models had negative temperature gradients, and hence could also have been rejected on grounds of physical implausibility. In another study, *Perry et al.* (2006b) obtained robust constraints on the Moho heat flux beneath the Superior Province by combining P_n velocities with Moho temperatures deduced from surface heat flux values. One advantage is that P_n velocities are determined locally from seismic refraction surveys, and hence are not affected by the spatial smoothing inherent to tomographic techniques. This study also yielded information on the composition of the shallow lithospheric mantle. These two studies illustrate how the combination of heat flux and seismic data improves both the thermal and seismological models.

Here, we generalize this approach to a large part of the Canadian Shield. We could not rely on P_n studies because there are only a few seismic refraction lines in the Shield. We could not use teleseismic body-wave data either because of the small number and uneven distribution of the permanent or semi-permanent seismic stations that have been deployed. Thus, we chose to work with large-scale surface wave tomography models and have selected two recent ones in order to assess the robustness of the solutions. We used the CUB2.0 global model of *Shapiro and Ritzwoller* (2002) and the NA04 North American model of *Van der Lee and Frederiksen* (2005). These two models differ in many aspects including the number of seismograms analyzed and the inversion methodology. The CUB2.0 anisotropic model provides S_v and S_h shear wave velocity profiles to a depth of 400 km over a $2^\circ \times 2^\circ$ grid (*Shapiro and Ritzwoller*, 2002), whereas the NA04 model provides isotropic values on a $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ grid

through the upper mantle and transition zone, but the true spatial resolution is much worse (see below).

We do not use the full seismic velocity profiles and prefer to use a single datum such as the travel-time delay instead, because it is more robust to the inversion procedure, as errors within one depth range are compensated by deviations in other depth ranges. In addition, this allows a straightforward comparison between different regions. Likewise, heat flux values contain less uncertainty than vertical temperature profiles due to imperfect knowledge of the input parameters entering the calculations. Thus, in a first step, we compare heat flux values and travel-time delays because they are two raw indices of thermal structure if compositional effects are accounted for. We later examine in a separate section how to improve our knowledge of the heat flux at the base of the lithosphere. For this purpose, we determine vertical temperature profiles from the heat flux and calculate the implied seismic velocities and travel-time delays using the equations of *Goes et al.* (2000).

For a meaningful analysis, one must ensure that the seismic and thermal data are determined on similar horizontal scales. The two types of data differ strongly in that aspect. Seismic velocity anomalies are derived by inversion using theoretical models for wave propagation through heterogeneous media that are only approximate. Thus, the true spatial resolution of the seismic models cannot be determined rigorously because it depends both on the as yet unknown structure of the crust and lithospheric mantle and on the distribution of seismic events and seismic stations. Heat flux data are local measurements unevenly distributed through the Shield that are very sensitive to radiogenic heat production in the crust. Downward continuation of temperature to the base of the lithosphere is feasible only if small-scale variations of shallow origin have been smoothed out.

1.3.1 Local Averages of Travel-Time Delays

The spatial resolution of the seismic data is estimated to be about 350 km and 200 km in the CUB2.0 and NA04 models, respectively, and the depth resolution is about 50 km for both (*Shapiro and Ritzwoller, 2002; Goes and van der Lee, 2002; Van der Lee and Frederiksen, 2005*). *Shapiro and Ritzwoller* (2002) estimate that the CUB2.0 model has an error of about 25 m s^{-1} ($\approx 0.5\%$) in the lithospheric mantle. In the NA04 model, the amplitude of velocity anomalies is well-recovered in the upper 250 km and damped at larger depths (*Goes and van der Lee, 2002*). Resolution is commonly assessed using a checkerboard test, such that step changes of velocity over a set of adjacent squares are recovered with the available ray coverage. This is appropriate for the detection of discontinuities associated with tectonic boundaries and fossil mantle structures such as subducted slabs for example, but not for gradual changes of thermal structure across a single tectonic unit, which are our present concern. We assess the reliability of the data in two different ways, through an analysis of the average value in windows of different sizes and through a comparison of three independent data sets. Figure 1.6 shows maps of the travel-time delays calculated between depths of 60 and 300 km (this

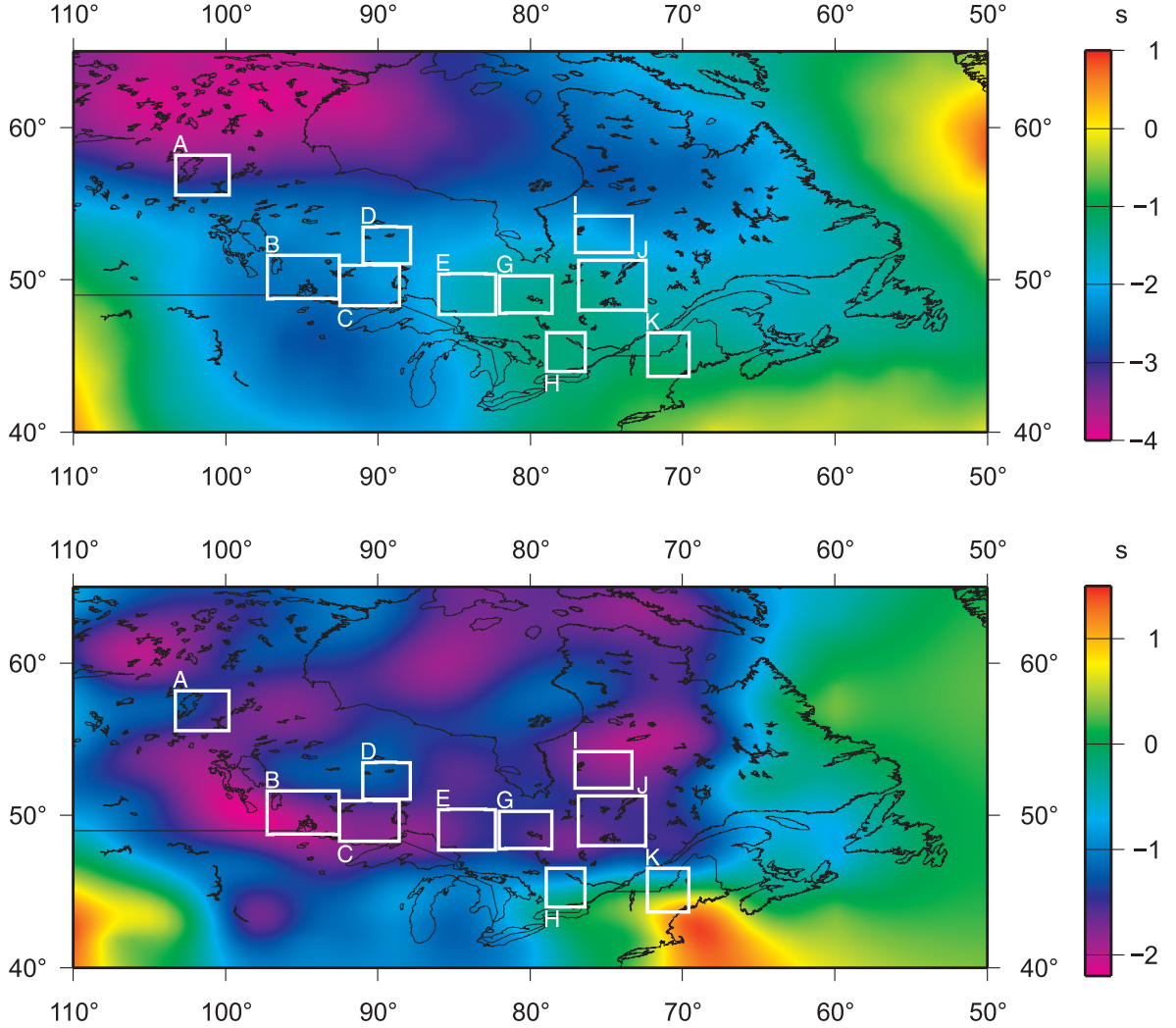


Fig. 1.6: Maps of S -wave vertical travel-time delays for the depth interval 60-300 km, from the global CUB2.0 tomographic model of Shapiro and Ritzwoller (2002) (top) and the North American NA04 model of Van der Lee and Frederiksen (2005). The white frames indicate the location of the ten windows of Figure 1.3.

choice will be discussed below) for the two surface-wave tomographic models. The seismic anomalies are calculated with respect to different reference models and absolute values cannot be compared : one should only pay attention to differences. The two surface-wave models share many features, with a fast region over most of the Shield that extends to the south-east in a wide corridor. The range of the delay variations is the same in both maps (≈ 3 s in the Shield). There are some differences between the two models. The NA04 model shows sharper gradients at the edge of the fast central Shield region. Furthermore there are differences in the anomaly pattern at an intermediate scale. For example, a wedge of slightly slower anomalies beneath James Bay, well-defined in the CUB2.0 map, is absent from the NA04 one. The overall impression is that the CUB2.0 map is a blurred version of the NA04 one. In addition, we compare Table 1.5 travel-time delays from the tomographic models with the few available te-

seismic body-wave delays of *Wickens and Buchbinder* (1980). The latter data include travel times through the crust, which is likely to induce significant differences between areas with and without a sedimentary cover. Once this is accounted for, the *Wickens and Buchbinder* (1980) values are found to be in remarkable agreement with those of the NA04 model. They are consistent with the CUB2.0 values in only two areas (Flin Flon and Poste à la Baleine). This suggests that NA04 has better resolution in the Canadian Shield.

We have investigated how the NA04 travel-time delays vary with the size of the averaging window. For area (I) in the Superior Province, the travel-time delay is almost unaffected by the window size. Increasing or decreasing the window size by one or two degrees in latitude and longitude changes the average travel time by less than 0.1 s. For area (H) in the Grenville Province at the edge of the fast central Shield region, the travel-time value changes slightly with the size of the averaging window, as expected in a region with a sharp gradient. Enlarging the window size by one degree changed the delay by less than 0.2 s.

The travel-time delays in Figure 1.6 have been calculated over the 60-300 km depth interval. We expect that travel-time anomalies are restricted to the lithosphere and the underlying thermal boundary layer and that no variations exist in the well-mixed convecting mantle. It follows that no travel-time differences originate deeper than the thickest lithospheric root. We have compared the difference delays between windows (I) and (H) for intervals between 60 km and a variable depth z_b (Figure 1.7). By construction, the delay is zero for $z_b = 60$ km. The result exhibits a remarkable systematic trend, such that the rate of increase of Δt systematically decreases with increasing z_b . For the purposes of discussion, we have drawn three lines of constant slope through the data, with breaks at depths of 120 and 300 km. We note that the rate becomes small below 300 km. For a total travel time of about 50 s through 250 km-thick lithosphere and an uncertainty of $\approx 0.5\%$, as discussed above, differences of $\approx \pm 0.1$ s are

	Lat	Lon	Δt_s^{VDL}	Δt_s^{SR}	Δt_s^{WB}
	north	west		s	
Flin Flon	54	100	-1.64	-2.35	-1.62
Poste à la Baleine	55	77	-1.74	-2.42	-1.78
Churchill	58	94	-1.56	-3.30	-1.49
Baker Lake	64	96	-1.15	-3.78	-1.42
Ottawa *	45	76	-0.08	-1.33	+0.63
Thunder Bay *	49	90	-1.72	-2.24	-0.07

Tab. 1.5: Travel-time delays from the two tomographic models (*Van der Lee and Frederiksen, 2005; Shapiro et al., 2004*), and from the body-wave analysis of *Wickens and Buchbinder (1980)* (WB), at the sites studied by *Wickens and Buchbinder (1980)*. Symbol ‘*’ indicates sites with a thick sedimentary cover.

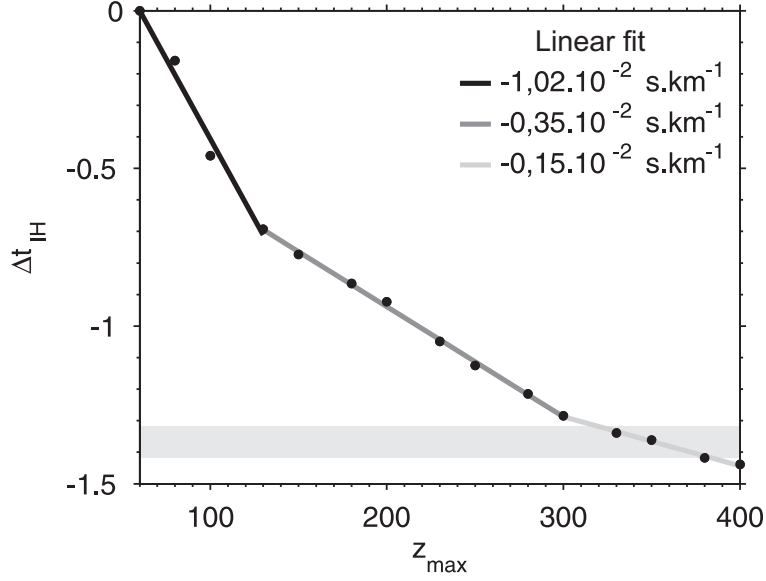


Fig. 1.7: Travel-time difference between windows (I) and (H) from the NA04 model (Van der Lee and Frederiksen, 2005) between depths $z = 60$ km and $z = z_b$ as a function of z_b . The data can be fit with three lines of constant slope.

not significant. This indicates that travel-time differences originating from below 300 km are too small to be resolved (Figure 1.7). Throughout the following, we shall therefore consider travel-time anomalies over the 60-300 km depth interval. Were we to adopt a smaller interval, we would take the risk of truncating part of the lithosphere. With a much larger depth interval, we might include deep anomalies unrelated to lithospheric structure and composition or perhaps noise in the data. In fact, the heat flux data will allow us to verify that lithospheric anomalies are shallower than 300 km.

1.3.2 Spatial Resolution of Heat Flux Data

For heat flux data, the resolution problem is completely different and stems from the uneven sampling in the highly heterogeneous crust of North America. Here, spatial resolution refers to the horizontal scale at which heat flux data allow determination of deep variations of thermal structure. For the purposes of calculating lithospheric geotherms, one must use heat flux averages that are not biased by small-scale features such as granitic plutons and narrow enriched plutonic-metasedimentary belts. For the size of such objects ($< 10 - 100$ km), the heat flux anomalies get smoothed out by diffusion when downward continued and do they do not affect deep lithospheric structure. These anomalies are due to isolated geological structures and are not representative of the average crust in a province. But inadequate sampling might increase the average heat flux value. We have shown above that the ten windows of Table 1.4 provide adequate sampling. We used two approaches to estimate the scale at which the heat flux data can resolve variations of lithospheric thickness.

The surface heat flux may be written as the sum of a crustal component and the Moho heat flux, which in turn depends on heat production in the lithospheric mantle and on the heat supplied to the lithosphere by the convecting mantle. Because of horizontal diffusion, variations of deep thermal structure get smoothed out and can only be detected at large scales. Using the analysis of *Mareschal and Jaupart* (2004) for an average lithospheric thickness of 250 km, variations of the basal heat flux over wavelengths smaller than 500 km are not detectable in the surface heat flux. For heat production in the lithospheric mantle, the effect of lateral heat diffusion is less pronounced because anomalies are generated over a large depth range including the shallow mantle. However, the changes are small due to the depleted nature of mantle rocks (*Michaut et al.*, 2007), so that variations over wavelengths of 500 km or less are below the detection threshold of surface heat flux measurements. For example, the change of average heat flux from window (C) to window (D) (41 to 31 mW m⁻²) in the western Superior Province occurs over a distance of about 500 km and hence cannot be attributed to variations of the Moho heat flux. Over wavelengths longer than 500 km, variations of the Moho heat flux may be detectable if one can separate them from changes of crustal heat production.

Similar conclusions can be drawn from a global analysis of the scale of heat flux variations over the Shield. To this aim, *Mareschal and Jaupart* (2004) have paved the Shield with windows of a given size and studied how the statistics vary as a function of window size. For each set of windows, the mean heat flux was calculated for all windows and the statistics (*i.e.* mean and standard deviation) were compared to those of the other sets. The standard deviation diminishes slightly when the window size decreases from 50 km to 250 km, but remains close to the standard deviation of the individual heat flux values ($\approx 7 - 9 \text{ mW m}^{-2}$). The standard deviation drops by a factor of 2 for a 500 km window size ($\approx 4 \text{ mW m}^{-2}$). At that scale, variations of bulk crustal heat production are not negligible and are associated with changes of crustal structure and composition (Figure 1.5). The standard deviation of 4 mW m^{-2} provides an upper bound for the magnitude of Moho heat flux variations.

1.3.3 Variations of Surface Heat Flux and Travel-Time Delays

We have calculated average values of the *S*-wave travel-time delay for both the CUB2.0 and the NA04 seismic models over the ten windows (Figure 1.6). These windows sample the main provinces of the Canadian Shield (Trans-Hudson orogen, Superior, Grenville, Appalachians) (Figure 1.4). Window (A) in the Proterozoic Trans-Hudson Orogen contains only areas of juvenile crust, and excludes data from the Thompson belt adjacent to the Superior Province and from the Snow Lake - Flin Flon belt. The former is made of enriched sediments deposited in an ancient continental margin at the western edge of the Superior Province whereas the latter is underlain by radiogenic basement of the small Archean Sask craton (*Rolandone et al.*, 2002). The Thompson belt is narrow and associated with a local heat flux anomaly that does not affect temperatures deep in the lithosphere. Our window is outside the part of the Trans-Hudson orogen where young kimberlite occurrences have been reported and where seismic tomography suggests that the lithospheric root was thermally perturbed (*Bank et al.*, 1998).

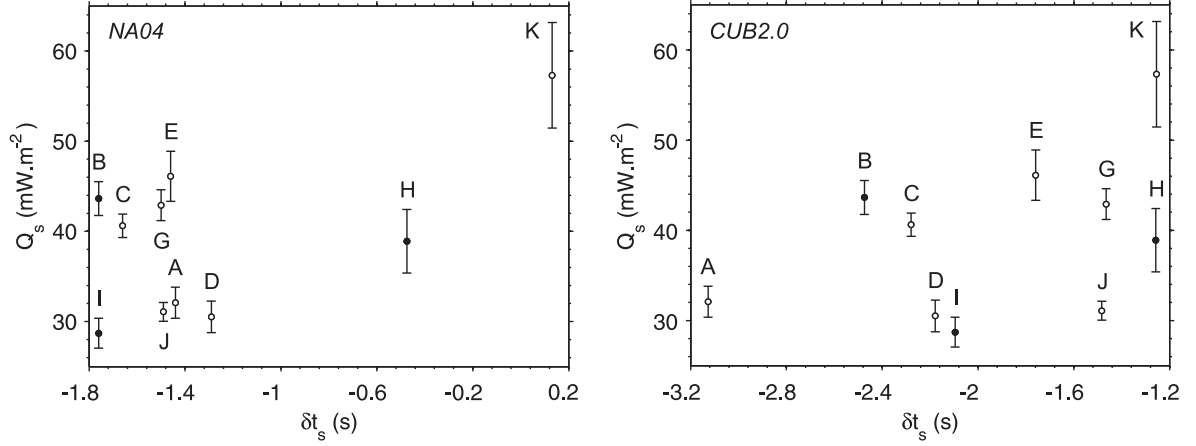


Fig. 1.8: Mean surface heat flux and mean *S*-wave vertical travel-time delay for the ten windows of Figures 1.3 and 1.6. Travel-time delays are from the NA04 model of Van der Lee and Frederiksen (2005) (left) and from the CUB2.0 model of Shapiro and Ritzwoller (2002) (right).

Differences between the two seismic models appear clearly when travel times are compared to the heat flux data (Figure 1.8). The NA04 data for the Archean regions are tightly clustered, in contrast to those from the CUB2.0 model. In both cases, the correlation between surface heat flux and travel-time delay is poor. With the NA04 data, a rough correlation between heat flux and travel time emerges because of the Appalachian data (window K), which stand out from all the others. Perry *et al.* (2006b) had already noted the lack of correlation between surface heat flux and P_n velocities in the Superior and Grenville Provinces, which they attributed to variations of surface heat flux being mostly of crustal origin.

For the sake of simplicity, we assume that seismic travel-time delay variations record differences of thermal structure in the lithospheric root and that these differences are mostly due to changes of basal heat flux. In this regard, two features of Figure 1.8 must be noted. One is that we find windows with almost the same travel-time delay over the entire range of heat flux averages. This confirms that surface heat flux variations are not due to lateral temperature changes in the lithospheric mantle and mostly record changes of crustal heat production. The other feature of Figure 1.8 is that a large range of travel-time delays can be sampled at almost constant surface heat flux (in a 38–44 mW m⁻² range). Low heat flux values are most appropriate for lithospheric thermal models because the crustal heat production is low and hence does not affect much mantle temperatures. We shall show that the large travel-time differences for the Canadian Shield can only be explained by lateral variations of the Moho heat flux.

1.4 Seismic Travel Times Depending on the Thermal Structure

To derive constraints on the heat flux at the base of the Canadian Shield, we calculate geotherms that depend on three inputs : the surface heat flux, the basal heat flux and heat production in the lithospheric mantle. Other parameters and rock properties that enter the calculation are set at reference values which have been tested previously against independent data (*Perry et al.*, 2006b; *Michaut et al.*, 2007). A few parameters such as the potential temperature of the well-mixed convecting mantle have been fixed to our best current estimates. One of our goals is to verify that we can obtain a good fit to the data within the available constraints. A full parametric study of all variables involved is beyond the scope of the present paper and we have only verified that the major conclusion, namely that the heat flux at the base of the lithosphere must vary laterally, is not affected by the specific choices that have been made. Each geotherm is converted into a vertical profile of S -wave seismic velocity, which then allows calculation of the travel time in the 60-300 km depth interval to compare with the seismic model of *Van der Lee and Frederiksen* (2005).

1.4.1 Calculation Method

We assume that the crust is stratified in two layers, and that the upper crust is enriched in radio-elements with respect to the lower crust on average. The input parameters for our model are therefore the surface (Q_s) and Moho (Q_m) heat flux, the thicknesses of the crust (h_2) and of the upper crust (h_1), the upper (A_{uc}) and lower (A_{lc}) crustal heat productions, the mantle heat production (A_m), the potential temperature of the mantle (T_{pot}) as well as the isentropic gradient in the well-mixed convective mantle (γ). We will discuss later the values that have been adopted for each parameter. For each layer, we solve the steady-state heat conduction equation in a medium with heat production and temperature-dependent thermal conductivity :

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = -A(z) \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{k(T)}Q(z) \quad (1.2)$$

where $k(T)$ is the thermal conductivity, and the boundary conditions at the surface are $Q(z=0) = Q_s$ and $T(z=0) = 0^\circ\text{C}$, which is about right for Canada.

We use the same temperature-dependent equations for thermal conductivity as *Perry et al.* (2006a). Details are discussed in Appendix B. We solve the heat conduction equation down to the depth where the geotherm intersects the mantle isentrope. This provides an estimate of lithosphere thickness. Below the lithosphere, temperature increases linearly along the isentropic gradient. Such profiles are characterized by a discontinuity in temperature gradient at the base of the lithosphere.

We assume an upper crust 9.1 km-thick, which is derived from the linear relationship between province-wide-averaged surface heat flux and heat production (Figure 1.5). The linear relationship itself demonstrates that heat production variations in the lower crust are small across the stable continent. This is also supported by geochemical data from both granulite facies terrains (e.g., *Fountain et al.*, 1987) and xenolith suites (*Rudnick and Fountain*, 1995). Exposed granulites yield values of $0.28 \mu\text{W m}^{-3}$, xenoliths lead to $0.4\text{--}0.5 \mu\text{W m}^{-3}$. For our model, we fix the lower crustal heat production at the mean value of $0.35 \mu\text{W m}^{-3}$. For each set of values of surface and Moho heat fluxes, heat production in the upper crust is readily calculated according to the following equation :

$$A_{uc} = \frac{1}{h_1} (Q_s - Q_m - A_{lc} (h_2 - h_1)). \quad (1.3)$$

Another option would be to assume a homogeneous crustal column. For the low heat flux values of the Canadian Shield, however, lithospheric temperatures are not sensitive to crustal stratification. Temperature differences between the homogeneous and stratified crustal models are less than 30 K in almost all cases. Using the approximation of a homogeneous crust and allowing for the resulting uncertainty on crustal temperatures, *Perry et al.* (2006b) obtained a good agreement between calculated and observed P_n velocity values in the Superior Province. In this study, we have used two layers in order to compare model results and measured heat production in the surface rocks.

Seismic refraction surveys show that the crustal thickness varies across the Canadian Shield (*Perry et al.*, 2006b), but there are few crustal thickness data for many parts of the Shield including the new heat flux sites. This is not a severe limitation for our study of seismic velocities in the lithosphere deeper than 60 km. For those depths, calculations are weakly sensitive to changes of Moho depth. Save for two small areas around the Kapuskasing uplift and the Keweenawan rift northern termination above Lake Superior, crustal thickness within the Canadian Shield remains within a relatively narrow 38–45 km range. Heat production is low in both the lower crust and the lithospheric mantle, so that changes in the vertical temperature gradient are small immediately above and below the Moho. Allowing for the small change of thermal conductivity between the lower crust and mantle rocks, lateral temperature contrasts due to a change in crustal thickness do not exceed a few tens of degrees. Thus, it is sufficient to assume a uniform Moho depth (which we take to be 40 km). This assumption is not valid for studies of P_n velocity variations, however (*Perry et al.*, 2006b).

The thermal model involves many parameters that remain poorly known, and we restrict ourselves to plausible values for most of them. Thus, the following results should be considered as a subset of a larger set. Values adopted for crustal thickness, heat production in the lower crust, the mantle potential temperature and the isentropic gradient are summarized in Table 1.6. Constraints on heat production in the lithospheric mantle are weak and have been discussed at length in *Rudnick et al.* (1998) and *Michaut et al.* (2007), and we shall allow for variations in the $0\text{--}0.02 \mu\text{W m}^{-3}$ range. In the model calculations below, therefore, the

Upper crust thickness	h_1	9.1 km
Crust thickness	h_2	40 km
Heat production in the lower crust	A_{uc}	$0.35 \mu\text{W m}^{-3}$
Moho heat flux	Q_m	$12\text{-}18 \text{ mW m}^{-2}$
Mantle potential temperature	T_{pot}	1350°C
Isentropic gradient	γ	$0.5^\circ\text{C.km}^{-1}$
Upper crustal heat production*	A_{uc}	$0.35\text{-}2.80 \mu\text{W m}^{-3}$
Lithospheric thickness*	H	180-300 km

Tab. 1.6: *Parameter values for geotherms. Symbol ‘*’ indicates parameters deduced from comparison between surface heat flux and travel-time delays.*

Moho heat flux is not necessarily equal to the heat flux at the base of the lithosphere. The potential temperature of the convective mantle and the isentropic gradient are assumed to be 1350°C and 0.5 K km^{-1} respectively. Temperature profiles are converted into S -wave velocity profiles using the parametrization scheme of *Goes et al.* (2000) and *Shapiro et al.* (2004), which is based on laboratory measurements of thermoelastic properties of mantle minerals and models for the average mineralogical composition of the mantle. As appropriate to the study area, we take values for Archean cratonic lithosphere (*Perry et al.*, 2006b) and evaluate the sensitivity of our conclusions to the compositional model. We finally integrate velocity profiles to determine the corresponding travel time τ :

$$\tau = \int_{z_0}^{z_b} \frac{dz}{v(z)}, \quad (1.4)$$

where $z_0 = 60 \text{ km}$ and $z_b = 300 \text{ km}$. The seismic models provide travel-time delays with respect to a reference Earth model, and hence are best used for calculations of lateral differences of thermal structure in the Canadian Shield.

1.4.2 Sensitivity Analysis

We first evaluate the sensitivity of the S -wave travel time to the main input parameters for the thermal model.

We have calculated the geotherms for windows (I) and (K) which include the extreme heat flux averages in this study (28.7 and 57.3 mW m^{-2} , respectively), with the same value (15 mW m^{-2}) for the Moho heat flux (Figure 1.9). Despite the large difference of heat flux at the surface, both temperature profiles are very similar and lead to a travel-time difference of about 0.3 s , which is close to the accuracy of the tomographic data and hence can be considered negligible. This is not consistent with the about 2 s difference in travel-time delays between windows (I) and (K) (Figure 1.8, Table 1.4). This example shows that variations of crustal heat production are not sufficient to account for the observed seismic travel time differences. Heat production variations do lead to slight temperature differences at depth, but these differences are too small to account for the seismic data. One could obtain larger differences in

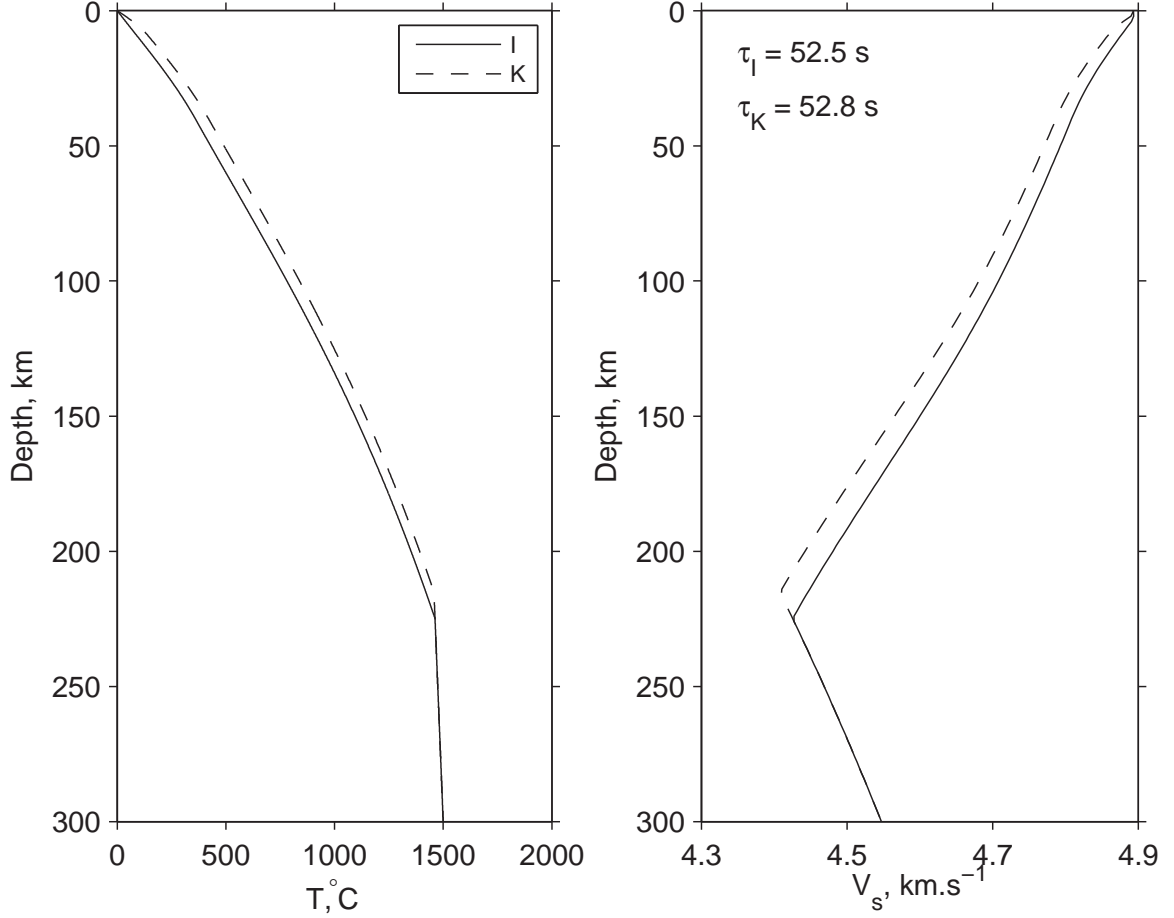


Fig. 1.9: Geotherms (left) and velocity profiles (right) corresponding to the average surface heat flux values of windows I ($Q_s = 28.7 \text{ mW m}^{-2}$) and K ($Q_s = 57.3 \text{ mW m}^{-2}$). For both windows, the Moho heat flux is fixed at the same value of 15 mW m^{-2} . The other parameter values are summarized in Table 1.6. τ_I and τ_K are the calculated S -wave travel times over the 60-300 km depth interval.

mantle temperatures by assuming a vertically uniform distribution of heat producing elements in the crust, but the differences are still too small to account for the travel-time delays. Such solutions would not be consistent with the well-established differentiation of the Appalachian crust in window (K).

Figure 1.10 shows the impact of the compositional model adopted for the lithospheric mantle on the seismic velocities. We have taken the on-craton and off-craton parameters from *Goes et al.* (2000) for an average heat flux of 40 mW m^{-2} and a Moho heat flux of 15 mW m^{-2} , corresponding to a 220 km-thick lithosphere. The total travel-time difference between the two models is equal to 0.3 s, which is close to the uncertainty in the travel-time data ($\approx \pm 0.1 \text{ s}$).

We also calculated the effect of heat production in the lithospheric mantle. We fix the surface heat flux at 40 mW m^{-2} and the Moho heat flux $Q_m = 15 \text{ mW m}^{-2}$ and $A_m =$

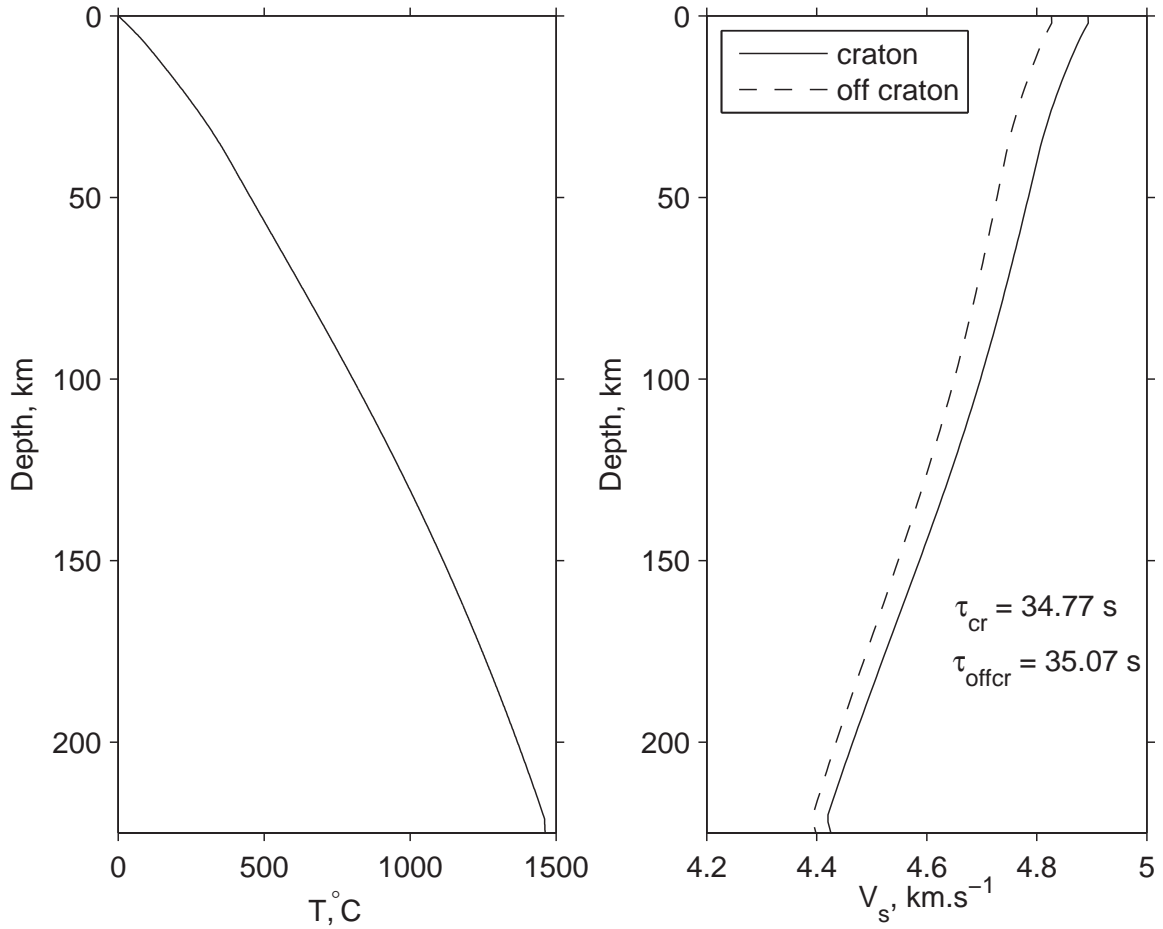


Fig. 1.10: *Left : vertical temperature profile for a 220 km-thick lithosphere with zero heat production in the lithospheric mantle, a surface heat flux of 40 mW m^{-2} and a Moho heat flux of 15 mW m^{-2} . Right : vertical profiles of S-wave velocity for two model compositions for the lithospheric mantle, on-craton and off-craton, from Goes et al. (2000).*

0 or $0.02 \mu\text{W m}^{-3}$, such that $Q_b = 15$ or 10.7 mW m^{-2} . Figure 1.11a shows that the two temperature profiles are very close to one another and that the resulting travel-time difference is not significant for the current level of uncertainty in the data (0.3 s). In another set of calculations (Figure 1.11b), we have kept the basal heat flux at the same value of 12 mW m^{-2} and have varied the lithospheric heat production ($A_m = 0$ and $0.02 \mu\text{W m}^{-3}$). This leads to Moho heat flux of 12 and 15.9 mW m^{-2} , respectively. In that case, the temperature profiles begin to diverge at shallow depth, which induces larger thermal contrasts at all depths. As a consequence, the travel-time difference is larger (1 s) and unambiguously above the uncertainty level.

We conclude from all these tests that the travel times are weakly sensitive to composition and to heat production in the lithospheric mantle. They are therefore mostly sensitive to the Moho heat flux. Nevertheless, we shall allow for variations of lithospheric mantle heat production because we are interested in the magnitude of basal heat flux variations.

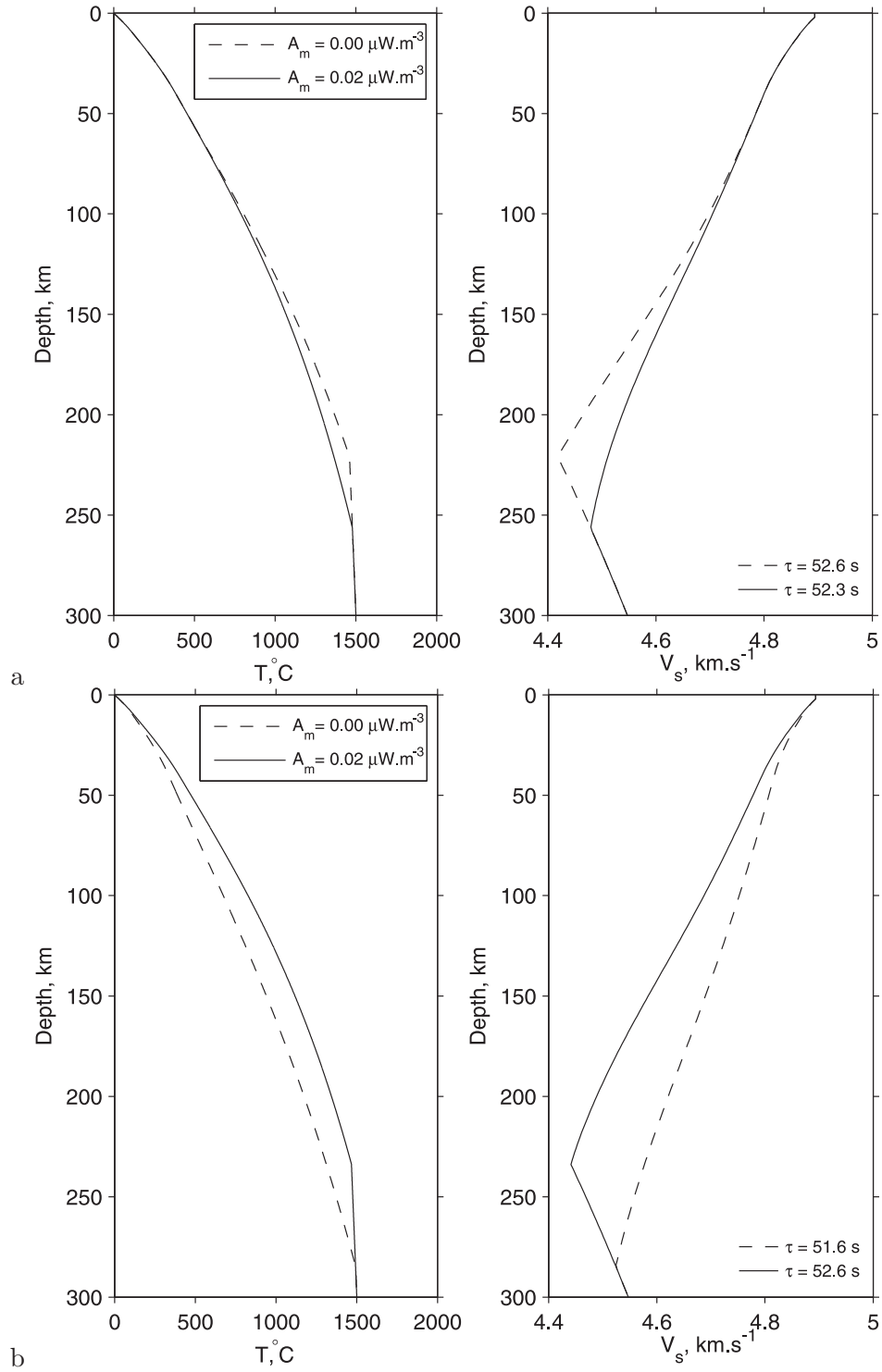


Fig. 1.11: Sensitivity test for thermal models of the lithospheric mantle with different values of heat production for a surface heat flux of 40 mW m^{-2} . (a) Calculations for a fixed Moho heat flux (equal to 15 mW m^{-2}) and hence variable heat flux at the base of the lithosphere. (b) Calculations for a fixed basal heat flux (12 mW m^{-2}) and variable Moho heat flux.

1.4.3 Thermal Models that are Consistent with Heat Flux and Seismic Data

We restrict our analysis to the Canadian Shield proper, and hence do not deal with the Appalachians data in order to avoid the effects of possible thermal transients associated with recent thermal perturbations. We consider windows (H) and (I) which span the whole range of travel-time delays. We have also considered window (B), for which the travel-time delay is the same as that of window (I) but the heat flux is larger, in order to evaluate the influence of the heat flux difference. For each window, we consider values of the average surface heat flux that are within one standard error of the mean and we allow the Moho heat flux to vary between 12 and 18 mW m⁻². This range is consistent with previous analyses (*Mareschal and Jaupart, 2004; Perry et al., 2006b*) that are briefly reviewed in Appendix C.

We first consider calculations for windows (H) and (I) which have a 1.3 s difference in travel time. Varying the Moho heat flux within the specified 12-18 mW m⁻² range leads to travel times that are between 51.5 and 53.3 s (Figure 1.12). The longer travel times correspond to hotter geotherms and hence to the highest values of the Moho heat flux. We first note that the travel-time difference may be as large as 1.3 s, which is the measured value (Table 1.4). In order to fit the seismic data, we allow for 0.2 s uncertainty and consider solutions for the highest travel times for window (H) (between 52.8 and 53.3 s) and for the lowest travel

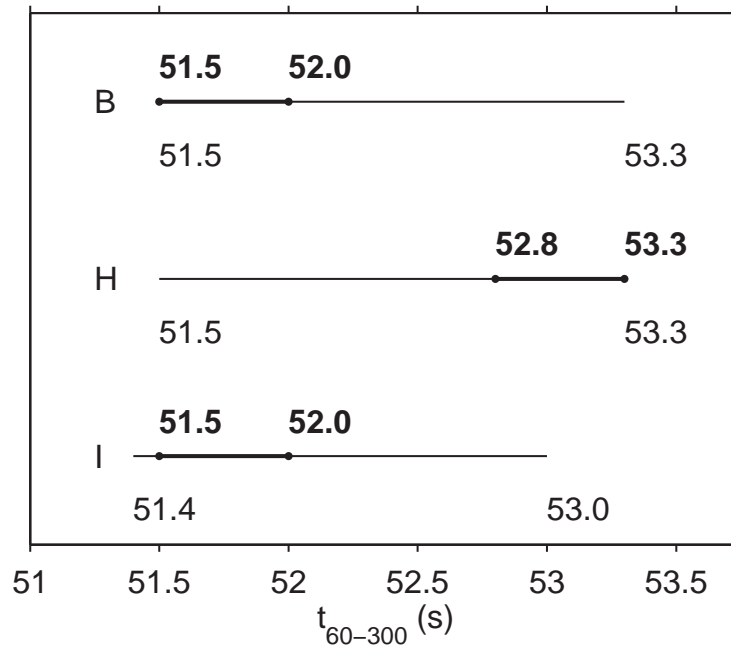


Fig. 1.12: Ranges of calculated travel-time delays for three areas of the Canadian Shield (labels refer to the windows of Figure 1.3 and 1.6) for values of the Moho heat flux in a range of 12-18 mW m⁻². Thick lines show solutions that are consistent with the NA04 tomographic model. See text for details on calculations and parameters.

times for window (I) (between 51.5 and 52.0 s). The full range of Moho heat fluxes that are consistent with these constraints and with the surface heat fluxes is shown in Figure 1.13.

The Moho heat flux cannot be the same for the two windows as their solution spaces do not overlap. One can see that the combination of heat flux and seismic constraints narrows down the range of solutions, as pointed out on different grounds by *Shapiro et al.* (2004). Figure 1.14 shows two vertical profiles of temperature and seismic velocity that are consistent with all available constraints. As discussed above, several parameters have been kept constant in these calculations and may deviate slightly from the chosen values. Exploring the full range of acceptable solutions is postponed to a companion study focussed on mantle parameters. We note, however, that these calculations lead to values of heat production in the upper crust that are consistent with the data. For consistency with travel-time data, the upper crustal heat production must indeed be higher in window (H), located in the Proterozoic Grenville Province, than in window (I) in the Superior Province. As noted above, the large scale average of heat production in the Grenville Province is $0.8 \mu\text{W m}^{-3}$, which is within the range of the successful solutions (albeit at the lower end of the range). The same is true for window (I).

For completeness, we show in Figure 1.15 solutions for window (B). These solutions have been obtained for travel times between 51.5 and 52.0 s (Figure 1.12). Ranges for the lithosphere thickness and the Moho heat flux are almost identical to those for window (I).

1.4.4 Discussion

We have not carried out calculations for all the windows of Figure 1.3 because they would entail local analyses of crustal structure and heat production that are beyond the scope of this study. Thus, we only comment on our results briefly. The lithospheric models obtained above for three regions of the Canadian Shield suggest that the lithosphere thickness varies by about 80 km across the study area. In the Superior Province, the lithosphere is thick (≈ 280 km) and the small range of travel-time delays that are observed (Figure 1.6) support

	τ	A_{uc}	Q_m	Q_b	H
	s	$\mu\text{W m}^{-3}$	mW m^{-2}	mW m^{-2}	km
B	51.5-52.0	1.82-2.49	12.0-14.3	8.5-13.1	257-300
H	52.8-53.3	0.72-1.75	15.6-18.0	13.0-18.0	180-220
I	51.5-52.0	0.35-0.82	12.0-14.6	8.7-13.5	254-300

Tab. 1.7: *Output parameter values for the windows located in the Superior Province and at the Grenville front, deduced from comparison between surface heat flux data and tomographic travel-time delays. For each window, the range of travel times τ allowed for consistency with tomography is indicated.*

A_{uc} is the heat production in the upper crust, Q_m is the Moho heat flux, Q_b is the basal heat flux and H is the thickness of the lithosphere.

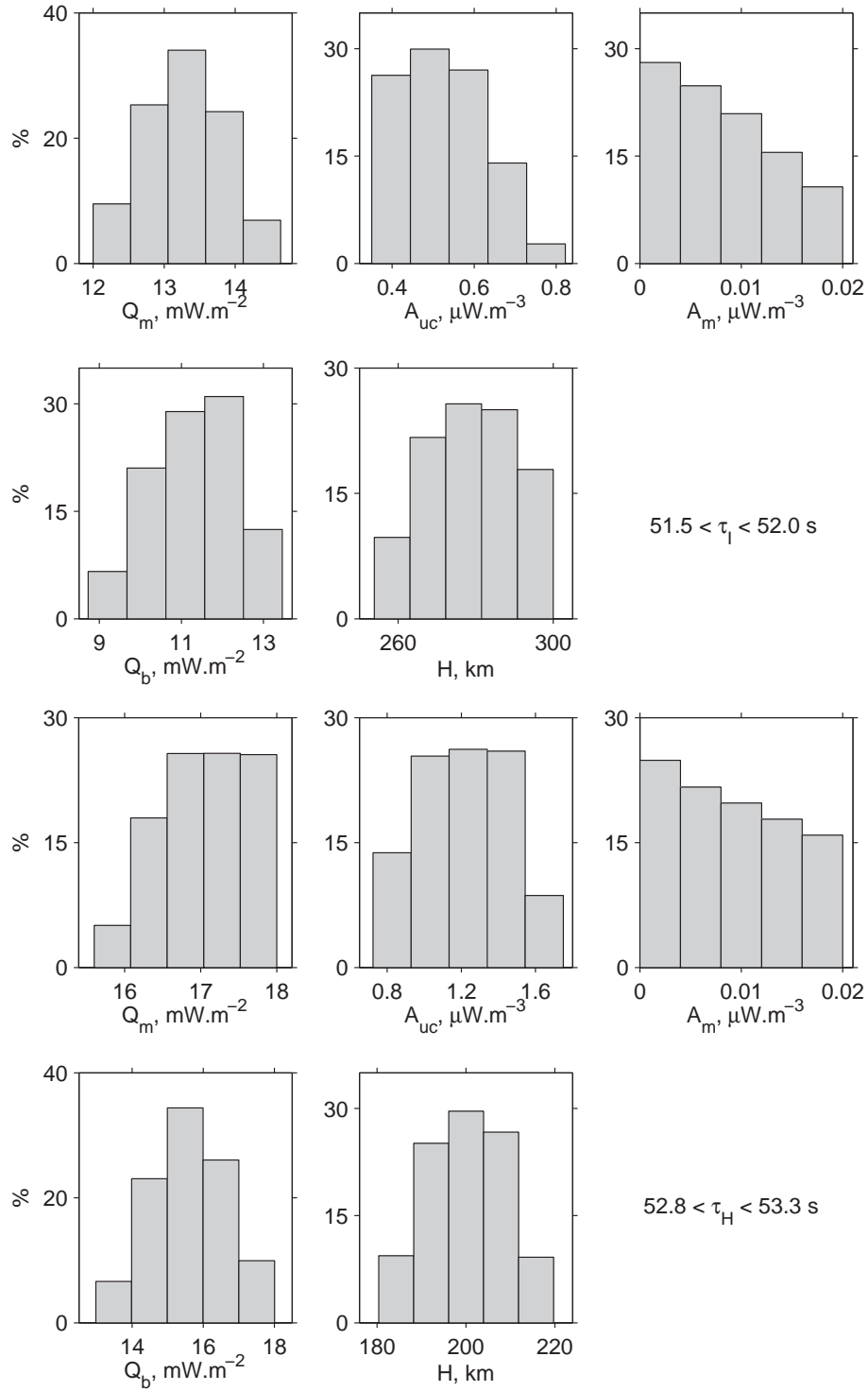


Fig. 1.13: Distribution of parameter values for solutions that are consistent with both surface heat flux and travel-time data, for windows I (top) and H. The Moho heat flux, heat production in the upper crust and in the mantle, basal heat flux and lithosphere thickness are shown. Table 1.7 summarizes the ranges of acceptable values for these variables. The other model parameters are imposed (see Table 1.6).

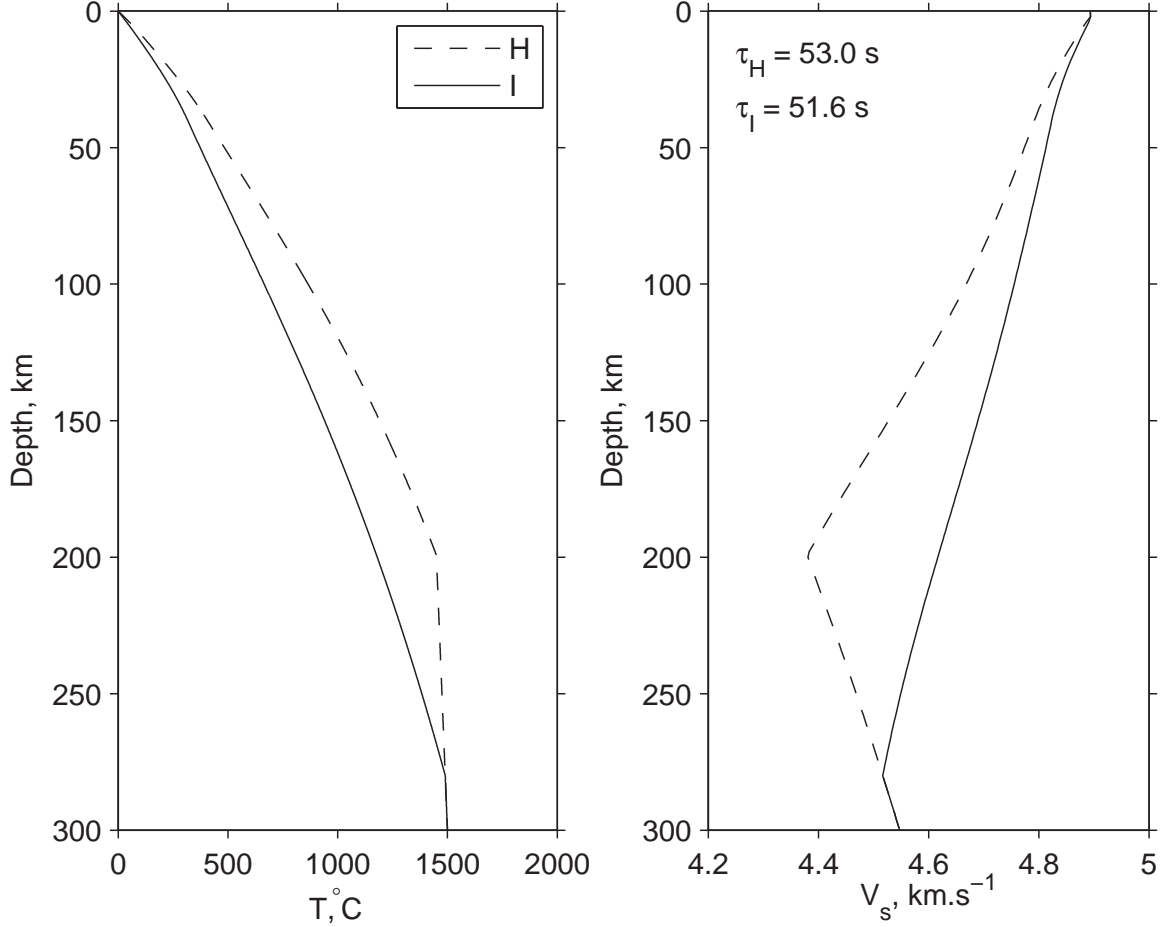


Fig. 1.14: Geotherms (left) and velocity profiles (right) corresponding to the surface heat flux of windows I ($Q_s = 28.7 \text{ mW m}^{-2}$) and H ($Q_s = 38.9 \text{ mW m}^{-2}$), and consistent with the tomographic model NA04. The Moho heat flux is 12.4 mW m^{-2} for window I and 16.5 mW m^{-2} for window H. The other parameter values are given in Table 1.6. τ_I and τ_H are the calculated S-wave travel times over a 60–300 km depth interval.

only weak variations of lithosphere thickness there. The smallest travel-time delay is found beneath window (D) where the heat flux is very low. Within the parameter range of the solutions, one may consider constant lithosphere thickness with changes of heat production in the lithospheric mantle or vice versa. Thinner lithosphere seems to underlie the Grenville Province (≈ 200 km). The solutions further suggest small variations of heat flux at the Moho and at the base of the lithosphere ($\approx \pm 2.5 \text{ mW m}^{-2}$), in agreement with the analysis of heat flux and heat production data.

The solutions have been obtained for values of the Moho heat flux in a range centered at 15 mW m^{-2} . Such small values imply thick lithosphere, so that variations of travel-time delays can be achieved with relatively small temperature differences distributed over a large vertical distance. We have obtained solutions for higher Moho heat flux, but the spread of

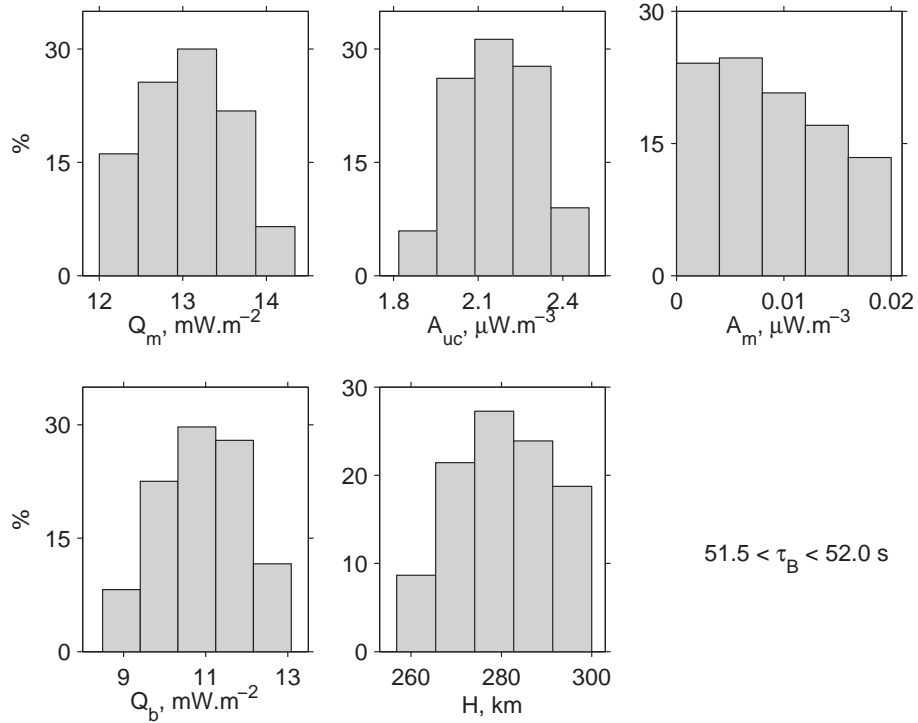


Fig. 1.15: Distribution of parameter values for solutions that are consistent with both surface heat flux and travel-time data, for window B. The Moho heat flux, heat production in the upper crust and in the mantle, basal heat flux and lithosphere thickness are shown. Table 1.7 summarizes the ranges of acceptable values for these variables. The other model parameters are imposed (see Table 1.6).

values is wider because, in this case, the lithosphere is thin and larger temperature differences are required to achieve the same travel-time differences. For example, we found variations of $\pm 5 \text{ mW m}^{-2}$ if the mean Moho heat flux is 20 mW m^{-2} . Such large variations are not consistent with the systematics of heat flux and heat production in North America.

The amplitude of basal heat flux variations derived here must be understood as spatial and temporal averages. Variations of heat supply at the base of the lithosphere are efficiently smoothed out by diffusion and leave a very damped signal in the surface heat flux. Through $\sim 250 \text{ km}$ -thick Archean lithosphere, wavelengths less than 1000 km are strongly attenuated and all wavelengths shorter than 500 km are effectively eliminated (Mareschal and Jaupart, 2004). Thus, variations that have been documented must be considered as part of a larger-scale pattern. Surface heat flux is not affected by recent changes of basal heat flux and, for a thick lithosphere, variations on a time scale of less than 200 Myr are never seen at the surface. Thus, our results must be understood as long-term averages.

Our analysis shows that, combined with the seismic travel-time data, surface heat flux measurements allow precise models of lithospheric structure. Heat flux data provide cons-

straints on the basal heat flux and temperature that would be impossible to derive from seismic observations alone. They potentially allow discrimination between temperature and composition effects on seismic velocities, although this was not necessary for the Precambrian lithosphere of this study.

1.5 Conclusions

New surface heat flux determinations define a large zone of very low heat flux in the north-central part of the Superior Province. Combining the heat flux data-set which now covers most of the Shield south of 54°N, with *S*-wave travel-time delays allows calculation of temperature in the lithospheric mantle. We find that the heat flux at the base of the lithosphere is not uniform beneath the Shield. Its variations are limited in amplitude ($\pm 4 \text{ mW m}^{-2}$ around a mean value of 14 mW m^{-2}) but the differences in temperature profiles imply a variable lithospheric thickness.

Appendix A : Measurement Techniques

Heat flux

The surface heat flux is determined from measurements of the temperature gradient in boreholes and the conductivity of rock samples :

$$Q = k \frac{\partial T}{\partial z} \quad (\text{D.5})$$

where k is the thermal conductivity in the vertical direction, T is temperature, and z is depth.

Heat flux was determined from mining exploration boreholes. Recent climate changes and surface perturbations can affect temperatures at shallow depth and yield a non-equilibrium temperature profile. To avoid this problem, we try to find boreholes that are deeper than 300 m and we never make measurements in holes less than 200 m deep. Whenever possible, we acquire data from several neighboring holes.

Temperature is measured at depth intervals of ten meters with a thermistor probe calibrated in the laboratory to 0.005 K accuracy. Thermal conductivity is determined at regular intervals of ≈ 80 m and at each lithological discontinuity. Some of the heavily deformed rocks of the province may be anisotropic and many of the boreholes used in this work deviate from the vertical. To account for anisotropy, we measure conductivity in the vertical direction through small disks that are cut from long core samples. For each sample, five disks of different thicknesses are prepared (thickness from 2 to 10 mm). The thermal resistance of each disk is measured with a divided bar apparatus, and thermal conductivity is calculated by a least squares linear fit to the resistance/thickness data. This procedure eliminates sample-scale heterogeneities and yields conductivity values representative of the large-scale average

rock composition. Multiple calibrations allow measurement accuracy to be greater than 3%.

We correct the heat flux values for climatic effects due to the retreat of the Laurentide ice sheet between 12 and 9 ka. The climatic correction depends on the site location and follows the model of *Jessop* (1971). This model includes all the surface temperature variations from 400 ka to present. It is assumed that surface temperature at the base of the ice sheet is equal to the melting temperature of ice, and that the temperature during the interglacial periods was the same as present. Present surface temperature is changing, as shown by the curvature of many temperature profiles. The reference surface temperature is determined by upward continuation to the surface of the deepest segment of the temperature profile. Temperature measurements in very deep boreholes have confirmed that the post glacial correction is small over most of Canada and that the temperature at the base of the Laurentian glacier was near melting (*Chouinard and Mareschal, 2009*).

Sites are rated A, B or C following the guidelines established by *Pinet et al.* (1991). Sites rated A consist of either several boreholes deeper than 300 m or a single borehole deeper than 600 m and where the heat flux is stable over more than 300 m. Sites where the heat flux is less consistent between boreholes or where the heat flux is obtained from a single borehole shallower than 600 m are rated B. Sites consisting of shallow (<300 m) boreholes or where the difference in heat flux between boreholes is larger than two standard deviations are rated C.

Heat Production

Heat production is estimated from the abundance of the main radioactive elements, U, Th and K in core samples, as described by *Mareschal et al.* (1989). For each site, we report the average heat production of samples from the main geological unit collected in all the available boreholes. Analytical errors on heat production measurements are <5% and are largest for low-radioactivity levels.

Appendix B : Thermal Conductivity

Over the range of crustal temperatures, thermal conductivity can vary by as much as 50%. From laboratory measurements on samples from the Superior Province, *Durham et al.* (1987) derived a relationship between thermal diffusivity, temperature, and the quartz content of rocks. Assuming constant density and specific heat throughout the crust, *Rolandone et al.* (2002) used these results to derive the following relationship between the lattice thermal conductivity and the temperature :

$$k_c(T) = 2.26 - \frac{618.241}{T} + k_o \left(\frac{355.576}{T} - 0.30247 \right) \quad (\text{D.6})$$

where T is absolute temperature and k_o is the thermal conductivity at surface conditions ($T = 273$ K). We took $k_o = 3 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ for crustal rocks, which leads to an average conductivity

of about $2.5 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ over the temperature range of the crust. Including the increase of the specific heat with temperature would result in less variation and slightly higher values of the average crustal thermal conductivity.

In the mantle, one must allow for the radiative component of the thermal conductivity and the effect of pressure. The main constituent of mantle rocks is olivine and several experimental studies are available. *Xu et al.* (2004) have summarized their new measurements and older ones and have shown that the lattice conductivity of olivine is such that :

$$k_L(T, P) = k_{298} \left(\frac{298}{T} \right)^{1/2} (1 + 0.032P) \quad (\text{D.7})$$

where k_{298} is conductivity at $T = 298 \text{ K}$ and atmospheric pressure, and P is pressure in GPa. k_{298} is $4.13 \pm 0.11 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ for Fo_{90} and $\approx 4.7 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ for pure forsterite. At temperatures less than 700 K , radiative transfer can be neglected (*Shankland et al.*, 1979). At higher temperatures, laboratory measurements by (*Schatz and Simmons*, 1972; *Beck et al.*, 1978; *Schärmeli*, 1979) have led to the approximate relationship :

$$k_r = 0.368 \times 10^{-9} T^3 \quad (\text{D.8})$$

This relation is only valid in a single crystal if the mean free path of photons is independent of temperature. For mantle rocks, one must account for scattering and for the effect of interfaces in a mineral assemblage. Such complications led *Marton et al.* (2005) to use a constant radiative conductivity component $k_r = 1 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ for temperatures larger than 700 K . *Gibert et al.* (2005), however, have found that the conductivity of polycrystalline dunite samples conforms to relation (D.8) and is close to that of single olivine crystals. For $700 < T < 1700 \text{ K}$, which is the range of interest for thick lithospheric roots, equation (D.8) leads to $0.13 < k_r < 1.8 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$ which is close to the approximation of a constant k_r at a value of $1 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$. *Gibert et al.* (2005) have proposed conductivity values that are significantly higher than those of earlier studies. The effect of pressure on the radiative conductivity component is negligible.

Archean and Proterozoic provinces are associated with lithospheric mantles of different compositions (*Griffin et al.*, 2003). Differences are essentially in the Cpx, Opx and olivine contents. The thermal conductivities of olivine and orthopyroxene differ by about 30% (*Schatz and Simmons*, 1972). Changes in the amounts of these two minerals are complementary to one another, so that the net effect on the bulk rock conductivity is small ($\approx 0.1 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$). In fact, the slight differences of olivine composition that exist between the two types of mantle (between about Fo_{92} and Fo_{90}) have an opposite effect on the bulk conductivity. Lack of data on clinopyroxene prevent a comprehensive calculation, but the resulting uncertainty is negligible for such a minor constituent. Thus, we do not expect significant differences of thermal structure between Archean and Proterozoic provinces due to changes of thermal conductivity.

Appendix C : Variations of the Moho Heat Flux

Here, we briefly review data that have been used to determine the Moho heat flux and its variations across the Canadian Shield.

Xenolith samples from kimberlite pipes allow estimates of pressure and temperature within the lithospheric mantle and hence estimates of the mantle heat flux. For the Kirkland Lake pipe, within the Superior Province, *Rudnick and Nyblade* (1999) obtained a best-fit Moho heat flux estimate of $\approx 18 \text{ mW m}^{-2}$ within a total range of $17\text{-}25 \text{ mW m}^{-2}$. The recent experimental work summarized in Appendix B leads to conductivity values that are slightly larger than those used in this paper. In such conditions, for a given temperature gradient deduced from (P,T) xenolith data, the predicted heat flux is slightly enhanced. Further, *Rudnick and Nyblade* (1999) forced the surface heat flux to lie within a $(35\text{-}39) \text{ mW m}^{-2}$ range, whereas a reliable measurement at the same location (Kirkland Lake) gives a value of 42 mW m^{-2} (*Jessop and Lewis*, 1978). The various input parameters chosen by *Rudnick and Nyblade* (1999) are close to those we would use today, but are responsible for small differences of a few mW m^{-2} in estimates of the Moho heat flux. With a similar approach but a different thermal conductivity model, *Russell et al.* (2001) derived a best fitting value of 15 mW m^{-2} , within a range between $12\text{-}24 \text{ mW m}^{-2}$, for the Jericho kimberlite area of the Archean Slave Province, about 1000 km west of the Trans-Hudson Orogen. In the Lac de Gras kimberlite pipes, which also belong to the Slave province, surface heat flux data are available and allow tighter constraints of $12\text{-}15 \text{ mW m}^{-2}$ for Q_m (*Mareschal et al.*, 2004).

Another method relies on the variations of heat flux and crustal structure combined with heat production data for the various rock types. Moho heat flux values of $10\text{-}15 \text{ mW m}^{-2}$ have thus been derived for the Grenville Province, east of the western Superior (*Pinet et al.*, 1991), and for the Trans Hudson Orogen (THO) to the west (*Rolandone et al.*, 2002). A key point is that, over a single geological province such as the Abitibi belt for example, the Moho heat flux cannot change significantly, for reasons that have been detailed above. Thus, surface heat flux variations can only be due to changes of crustal heat production, which can be related to other geophysical data on crustal structure. Gravity data have been used to further constrain lateral variations of crustal structure (*Guillou et al.*, 1994). Crustal models are generated by varying the Moho heat flux, the thicknesses of the lithological units, their densities and heat production rates. In the Abitibi belt of the Superior Province, only a limited number of models meet the constraints of both gravity and heat flux data, with values of Q_m lying between 7 and 15 mW m^{-2} (*Guillou et al.*, 1994).

Yet another method relies on a comparison between calculated Moho temperatures and values of P_n velocities from seismic refraction surveys. For depleted mantle compositions appropriate to the Superior Province, a good fit between predicted and observed P_n velocity values is obtained if the Moho heat flux is within a range of $12\text{-}25 \text{ mW m}^{-2}$ (*Perry et al.*,

2006b). These different and independent methods have all been applied to data from the Abitibi belt and can be combined to tighten the final range to 12-15 mW m⁻² for that subprovince.

Lower and upper bounds on the Moho heat flux can be derived using other arguments. *Rolandone et al.* (2002) calculated lower crustal temperatures when different provinces of the Canadian Shield stabilized, which depend on the crustal heat production. Requiring that temperatures were below melting, they found that Q_m could not be less than about 12 mW m⁻². Upper bounds on the mantle heat flux are provided by the lowest heat flux measured in the Shield. Values of 20-23 mW m⁻² have been found throughout the Shield, from the Trans-Hudson Orogen to the eastern edge in Labrador (*Mareschal et al.*, 2000). One can refine this estimate to 18 mW m⁻² using lower bounds on crustal heat production.

The various methods described above rely on different data and hence are associated with different sources of uncertainty. That such completely independent methods converge to similar results allows some confidence in the final range obtained. Values smaller than 12 mW m⁻² are not consistent with the xenolith data whereas values larger than 18 mW m⁻² can be excluded because of the heat flux data. This upper bound appears to be valid for the whole Shield.

One final constraint is provided by the observed correlation between the average surface heat flux and heat production for five large provinces of the Canadian shield (*Perry et al.*, 2006a). If there were large variations of the Moho heat flux, they would need to be compensated by opposite variations of the average lower crustal heat production. To our knowledge, no physical mechanism can explain how such independent variables can be linked to one another. Variations of the Moho heat flux are therefore limited by the magnitudes of the intrinsic uncertainty of the heat flux measurement technique and by the magnitude of departures from the heat flux - heat production relationship, which is about 2-3 mW m⁻² (*Mareschal and Jaupart*, 2004). We therefore conclude that the Moho heat flux must lie within a range of 12-18 mW m⁻² beneath the Canadian Shield.

Chapitre 2

The mantle beneath the Canadian Shield : constraints from heat flux data

2.1 Introduction

The heat flux measured at the surface of continents brings constraints on the thermal structure of the lithosphere. It records two contributions : the heat produced by radioelements in the crust, and the heat supplied by the sublithospheric mantle. In order to distinguish between these two contributions, heat flux measurements must be combined with other data sets. For instance, the equilibrium pressures and temperatures for mineral assemblages of xenoliths impose strong constraints on geotherms (e.g., *Rudnick and Nyblade, 1999; Russell et al., 2001*). However, xenoliths only sample a limited number of regions. For large-scale studies, heat flux data are better complemented by seismological data (e.g., *Shapiro et al., 2004*).

We have adopted such an approach in the previous chapter. We have calculated temperature profiles in different parts of the Canadian Shield using both surface heat flux and a tomographic model. Our study shows that the heat supply at the base of the lithosphere is not uniform beneath the Shield. Its variations are limited in amplitude but represent significant variations in relative terms ($\sim 20\%$). They are associated with large changes in lithospheric thickness. In this chapter, we use the same approach but we try to go further : we study the implications of our results for the temperature of the sublithospheric mantle and for the rheology of the asthenosphere. These results, in turn, have implications for the very nature of the lithosphere, and specially for the vertical extent of the chemical lid.

In the mantle, the temperature profile is defined by an isentropic gradient and a potential temperature, which corresponds to the temperature obtained when extending the convective profile to the earth surface. The isentropic gradient is relatively well determined : it is calculated from thermodynamical considerations, using constraints from mineral physics and

seismic velocities. Estimates of the mantle potential temperature are derived from various methods and are in correct agreement with one another (*Parsons and Sclater, 1977; McKenzie and Bickle, 1988; McKenzie et al., 2005; Carlson and Johnson, 1994; Kinzler and Grove, 1992*). However, the uncertainties on the proposed values remain poorly known, and may be as large as a hundred degrees. Moreover, the mantle may be hotter below continents than below oceans, because of the insulating effect of the continental lithosphere (e.g., *Gurnis, 1988; Guillou and Jaupart, 1995*). This statement is difficult to test, because nearly all estimates of the potential temperature are for oceanic mantle. They rely on bathymetry and heat flux data, and on basalt chemistry. Few means allow a determination of the mantle temperature beneath continents. Tomographic models give access to thermal anomalies with respect to a reference model, but they do not bring direct constraints on absolute temperatures. Estimates of the potential temperature beneath both continents and oceans can be derived from seismic discontinuities (*Katsura et al., 2004*). Temperature is determined from the depth of seismic discontinuities and experimentally determined P-T conditions of the associated transition phases. Thermal variations beneath continental and oceanic areas could be obtained from the topography of discontinuities. However, this topography is not well resolved : existing models are not consistent with one another (*Katsura et al., 2004*). Therefore, the continental mantle potential temperature remains ill constrained.

Another open question is how continents influence mantle convection. Various models have been proposed, which lead to very different conclusions (e.g., *Gurnis, 1988; King and Anderson, 1998*). Depending on the pattern of convection, thermal conditions at the base of the lithosphere will not be the same. In particular, there might or not be a relationship between the thickness of the lithosphere and the mantle heat flux at its base (*Nyblade and Pollack, 1993; Lenardic, 1997; Cooper et al., 2004*). Basically, three types of models can be proposed. Two of them imply a large-scale circulation, with either upwellings or downwellings beneath continents. The third mechanism consists in a small-scale convection at the base of the lithosphere (*Jaupart et al., 1998*). In this latter case, the heat supplied by small-scale convection can be calculated analytically (*Davaille and Jaupart, 1993*) and depends only on local conditions, independently of large scale circulation and temperature anomalies.

The continental lithosphere owes its stability to both its chemical buoyancy and its high viscosity. Continental roots are buoyant because their composition is depleted with respect to the one of the underlying mantle (*Jordan, 1975, 1981*). Their high viscosity is due to the fact that they are both dehydrated (*Pollack, 1986*) and cold (*Parsons and McKenzie, 1978; Solomatov and Moresi, 2000*). Several thicknesses can therefore be considered for the continental lithosphere (Figure 2.1). One may distinguish between a chemical thickness, which applies to the lithosphere of depleted composition, and a mechanical thickness. The latter only relies on the thermal structure : it is the total thickness of the layer which behaves rigidly. The chemical and mechanical thicknesses may not be identical. Non depleted mantle too cold and viscous to deform may underlie the chemical lithosphere. There are few means to distinguish

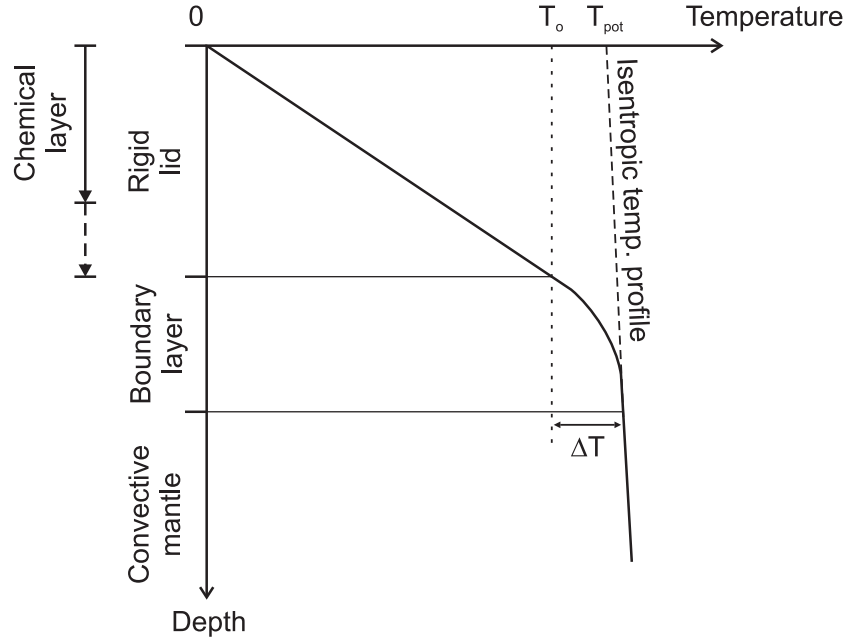


Fig. 2.1: Structure of the continental lithosphere, adapted from Jaupart *et al.* (1998). The stable and rigid part of the lithosphere, where heat is transported by conduction only, may be made of two sub-layers : an upper layer of chemically depleted mantle and a lower layer of undepleted ‘oceanic-type’ mantle that remains stable because of its low temperature and high viscosity. T_o is temperature at the base of the lithosphere, T_{pot} is mantle potential temperature. ΔT is temperature difference across the boundary layer.

between the chemical and mechanical thicknesses on Earth. Seismic tomography does not allow one to separate compositional and thermal effects. It can be used to define a thickness of cold material, but not to determine the thickness of depleted lithospheric mantle. The best constraints are brought by xenolith suites. The equilibrium pressures and temperatures of these suites can be calculated, as well as their densities. Comparing the results with data from oceanic mantle samples, one can deduce the depth at which the chemical boundary layer extends. Such a work was done by *Kelly et al.* (2003) for xenoliths from the Kaapvaal craton (South Africa). However, xenoliths only sample a limited number of regions.

An interesting alternative to investigate the relationship between chemical and mechanical lithospheres is to use the basal heat flux and lithosphere thickness. We assume that small-scale convection is the mechanism that supplies heat at the base of the lithosphere. Temperature difference across the convective boundary layer cannot exceed an upper-bound, which depends on the rheological law relating viscosity to temperature. If viscous non depleted mantle underlies the chemical lithosphere, the temperature difference and convective heat flux should be at their threshold rheological values. On the contrary, if the chemical layer is identical to the mechanical one, the temperature difference across the convective boundary layer and the basal heat flux should be smaller than the rheological limits.

In this chapter, we derive constraints on both the sublithospheric mantle temperature and the nature of the lithosphere, combining surface heat flux measurements and tomography. We focus on the Canadian Shield, which is made of Archean cratons surrounded by proterozoic belts, and has not been active tectonically for 1 Ga. Numerous heat flux and heat production measurements are now available across the shield (Figure 2.2a). We combine them with the tomographic model NA04 obtained by *Van der Lee and Frederiksen (2005)* for North America (Figure 2.2b). Tomographic models are less accurate than data from seismic surveys, but they present the advantage of covering large areas. We define ten geographical windows sampling the main provinces of the Shield (Figure 2.2). Average surface heat flux are used as input parameters for thermal modeling. The other parameters vary within the range of acceptable values from previous studies. We convert geotherms into velocity profiles and keep solutions that allow consistency between distinct windows according to the NA04 tomographic model.

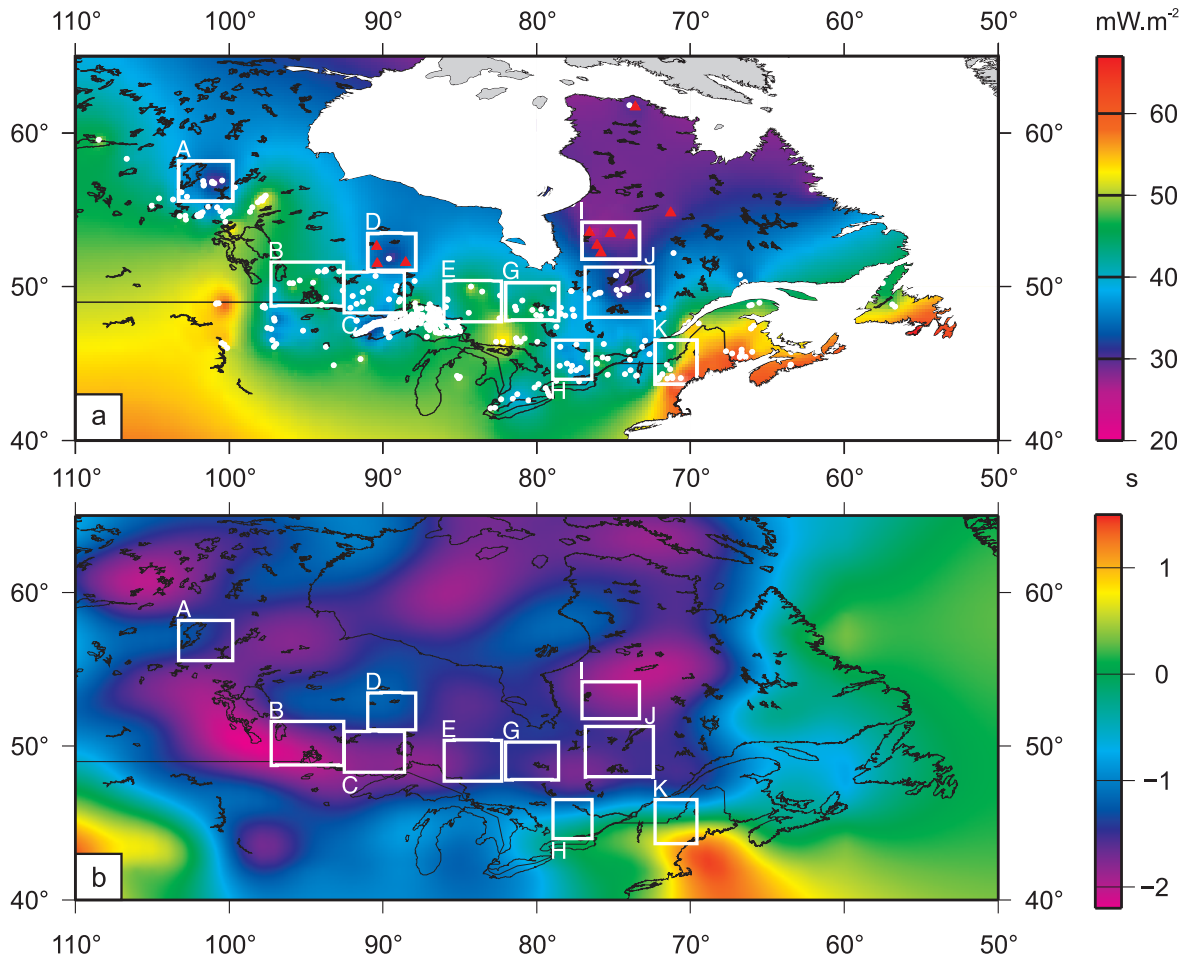


Fig. 2.2: a) Heat flux map of the Canadian Shield. b) Map of *S*-wave travel-time delays for the depth interval 60-300 km, from the NA04 tomographic model of *Van der Lee and Frederiksen (2005)*. The white frames show the location of the ten averaging windows used in this study.

Consistency cannot be achieved for the whole range of mantle potential temperatures : our study therefore leads to a restriction of the range of plausible values. We then fix the mantle potential temperature, and compare the basal heat fluxes corresponding to the thinnest and thickest lithospheres to rheological values.

2.2 Thermal structure of the sublithospheric mantle

2.2.1 Effects of continents on mantle temperature and convection

In the Earth, the thermal conditions at the upper boundary of the convecting mantle are not uniform : continents act as thermal insulators (*Elder, 1976*). This is clearly shown by the heat flux field at the earth surface, which reflects the distribution of oceans and continents (*Pollack et al., 1993*). The heat loss is larger through the oceanic floor than through continental areas. The insulating effect of continents could result in temperatures higher beneath continents than in oceanic domain. This is not clearly indicated by tomographic studies, but it is suggested by the chemistry of mid-ocean ridge basalts (MORBs) which depends on mantle temperature. *Humler and Besse (2002)* have studied the chemical properties of MORBs (FeO and Na₂O contents corrected to 8%MgO) as a function of the distance of the ridge from the closest continental margin. They show that the temperature of the source mantle of basalts is hotter for oceanic ridges close to continents relative to those far from continents.

Theoretical works based on numerical simulations and laboratory experiments have investigated how the continent properties modulate its effects on the mantle thermal structure. They have also studied how continental masses influence mantle convection.

If an immobile lid is considered, heat accumulates beneath it and results in upwelling structures. This is for instance observed in the laboratory experiments of *Guillou and Jaupart (1995)*. They indicate that the width of the continent provides a new length scale for convection. The effect of the continent is not restricted to the fluid region located just beneath it, but is felt at some distance. *Gurnis (1988)* uses a numerical approach to study the effects of moving continents. He shows the existence of a feedback between continental motions and mantle convection. Continents tend to aggregate over cold downwellings. As they cannot subduct, they remain temporarily stationary and insulate the underlying mantle. Heat accumulated results in a central hot upwelling, which put the continent under tension and may induce continental break-up. Comparable results are obtained by *Zhong and Gurnis (1993)*, based on more sophisticated numerical calculations. In these studies, continents are simulated as rafts moving above the mantle.

A different approach is proposed by *King and Anderson (1998)*, who investigate the effects of the discontinuity in lithospheric thickness at ocean-continent boundaries. In an isothermal mantle with no external influence, a small-scale convection develops at the continental edge, with a downwelling at the discontinuity. If the positive thermal anomaly beneath insulating continents is taken into account, a long wavelength flow pattern is observed. Depending on the amplitude of the temperature anomaly, the edge-driven convection may or not remain

visible. Finally, *King and Anderson* (1998) consider the influence of lithospheric motions. Continental motions generate a large scale shear flow in the underlying mantle. This flow does not overwhelm the edge-driven convection if it is oriented from the continent to the ocean, but it does if oriented from the ocean to the continent (*i.e.*, in the same direction as the edge-driven convection). This should be the case on Earth, as continents move away from the underlying heated mantle, towards cold areas. *King and Anderson* (1998) conclude that both the large-scale shear flow and the ‘edge’ flow driven by variations in lithospheric thickness can be comparable to, and in some cases exceed, the flow driven by large-scale temperature anomalies in the mantle.

Finally, a third configuration is possible. Heat from the convecting mantle is brought into the lithosphere through a boundary-layer. This boundary-layer, located at the base of the lithosphere, was stable in the models previously described. Another possibility is that it is unstable, and therefore generates a small-scale convection at the base of the lithosphere (*Jaupart et al.*, 1998).

The pattern of convection beneath continents modulates the thermal conditions at the base of the lithosphere. One key question is whether the mantle heat flux depends on lithospheric thickness. Numerical models of mantle convection below conductive lids have produced contradictory results. *Nyblade and Pollack* (1993) found that large variations in the thickness of the lithosphere, such as those observed around cratonic roots, significantly affect the relative mantle heat flux, a thick lithosphere implying a low mantle heat loss. On the contrary, the calculations of *Lenardic* (1997) indicate that there may be no strong relationship between lithospheric thickness and mantle heat flux. In the study of *Nyblade and Pollack* (1993), the continent sits over an upwelling flow. *Lenardic* (1997) showed that the mantle heat flux exhibits little variability if the continent is over a downwelling. Another major difference between the two models, as pointed out by *Lenardic and Moresi* (2001), is the ratio of lid thickness to convecting layer depth. The dependence of mantle heat flux on continental lithospheric thickness is strong in the case of a layered convection (*Nyblade and Pollack*, 1993), and weak otherwise (*Lenardic*, 1997). If heat at the base of the lithosphere is supplied by small-scale convection, the mantle heat flux is a decreasing function of lithospheric thickness (*Jaupart et al.*, 1998). It can be calculated analytically, as a function of depth, temperature and using experimental rheological laws.

2.2.2 Previous estimates of the mantle potential temperature

Because the heterogeneous boundary condition imposed by oceans and continents at the surface of the convecting mantle influences its thermal structure, mantle temperature should be estimated beneath both oceans and continents. However, most determinations of the potential temperature are for oceanic mantle. In continental areas, constraining the mantle potential temperature is a harder task.

Various values have been proposed for the temperature of the oceanic mantle (Table 2.1).

1350±275°C	<i>Parsons and Sclater</i> (1977)	Average depth+heat flux
1450±250°C	<i>Stein and Stein</i> (1992)	Average depth+heat flux
1300-1370°C	<i>Carlson and Johnson</i> (1994)	True basement depth
1315°C	<i>McKenzie et al.</i> (2005)	Depth+heat flux with $k(T)$, $C_p(T)$, $\alpha(T)$
1280°C	<i>McKenzie and Bickle</i> (1988)	Average basalt composition
1315-1475°C	<i>Kinzler and Grove</i> (1992)	Basalt composition
1257-1347°C	<i>Katsura et al.</i> (2004)	P-T conditions of the Ol-Wa phase change

Tab. 2.1: *Estimates of potential temperature for the upper oceanic mantle.*

Several are derived from cooling models of the oceanic lithosphere based on depth and heat flux data. One of the first such estimates is proposed by *Parsons and Sclater* (1977). They consider a plate model with a constant basal temperature, and find that the value allowing the best fit to the data is 1350±275°C. However, their model does not explain correctly the observations for lithospheres older than 70-100 Ma. It predicts deeper depths and lower heat flux than generally observed. Using the same kind of model but a larger heat flux data set, *Stein and Stein* (1992) obtain a better fit to the data than *Parsons and Sclater* (1977) with a thinner and hotter lithosphere. They estimate the basal temperature to be 1450±250°C. A different approach is proposed by *Carlson and Johnson* (1994). They work with mean depth data and search for the best fitting half-space cooling model. According to them, the half space model is more satisfactory than plate models for lithospheres younger than ~80 Ma. Like plate models, it deviates for older ages, which they explain by perturbations due to hot spot plumes. *Carlson and Johnson* (1994) obtain a temperature at the base of the lithosphere (assumed constant) in the range of 1300 to 1370°C, with a best estimate of 1365±10°C. *McKenzie et al.* (2005) have recently published another alternative based on bathymetry and heat flux data. They derive a plate model where the properties of the lithosphere are temperature dependent, unlike in previous studies where they were assumed constant. For the thermal conductivity as a function of temperature, *McKenzie et al.* (2005) use an analytical expression derived from laboratory experiments. They then solve numerically the equation of heat conduction. The crustal thickness produced by decompression melting is fixed at 7 km, which is the observed value. Then, the temperature at which the plate is formed can no longer be freely adjusted : the corresponding value is 1315°C.

A different method to estimate the mantle potential temperature is to study the chemistry of mid-ocean ridge basalts. Based on the major element composition of MORBs (which depends on the temperature of the source mantle), and using as an additional constraint that the melt thickness which is generated should be 7 km, *McKenzie and Bickle* (1988) obtain a potential temperature of 1280°C. Higher values are found by *Kinzler and Grove* (1992), who present three partial melting models that explain the variation in major element composition observed in MORBs. The mantle temperatures implied by these models vary from 1315°C to 1475°C.

Independent constraints on the mantle potential temperature can be obtained from the study of transition phases associated with seismic discontinuities. The pressure-temperature conditions of a phase change can be determined from high P-T X-ray diffraction experiments. From the depth of the seismic discontinuity associated to a phase change, one can deduce the corresponding temperature. For instance, *Katsura et al.* (2004) have used this method for the 410 km discontinuity linked to the olivine to wasleyite transition. The mantle potential temperature is then estimated by coupling the obtained P-T data points and the mantle geotherms calculated with the assumption of an isentropic gradient. *Katsura et al.* (2004) find a range of acceptable values of 1257 to 1347°C, which is consistent with estimates for the oceanic upper mantle. Thermal variations beneath continental and oceanic areas could be obtained from the topography of discontinuities. However, this topography is not well resolved : existing models are not consistent with one another.

Therefore, other methods should be developed to constrain the continental mantle potential temperature.

2.2.3 Method

The method and data we use are similar to the ones described in the previous chapter. In Chapter 1, we mostly focused on variations of the heat flux at the base of the lithosphere. Here, our goal is to obtain constraints on the mantle potential temperature beneath the Canadian Shield. We combine surface heat flux and heat production data with travel-time delays from the tomographic model NA04 of *Van der Lee and Frederiksen* (2005). We make averages over ten geographical windows sampling the main provinces of the Shield (Figure 2.2). A detailed description of the data sets and of the criteria governing the choice of the windows is given in Chapter 1.

For the thermal modeling, we solve the equation of steady-state heat conduction in a medium with heat production and temperature-dependent thermal conductivity. As previously, we assume that the crust is stratified in two layers, and that the upper crust is enriched in radio-elements with respect to the lower crust. We therefore have in the upper crust,

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{k(T)} (Q_s - zA_{uc}), \quad (2.1)$$

in the lower crust,

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{k(T)} (Q_s - h_1 A_{uc} - (z - h_1) A_{lc}), \quad (2.2)$$

and in the lithospheric mantle,

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{k(T)} (Q_m - (z - h_2) A_m), \quad (2.3)$$

with as boundary conditions $Q(z = 0) = Q_s$ and $T(z = 0) = 0^\circ\text{C}$. T is temperature as a function of depth z , $k(T)$ is the temperature-dependent thermal conductivity from *Perry*

et al. (2006b). Q_s is the average surface heat flux and Q_m is the Moho heat flux. A_{uc} , A_{lc} and A_m are heat productions in the upper and lower crust and in the lithospheric mantle, respectively. h_1 is the thickness of the upper crustal layer and h_2 is the total thickness of the crust. We solve the heat conduction equations to the depth where geotherms intersect the mantle isentrope. This provides an estimate of the lithospheric thickness. For greater depths, the temperature increases linearly along the isentropic gradient.

Temperature profiles are converted into S -wave velocity profiles using the parametrization scheme of *Goes et al.* (2000) and *Shapiro et al.* (2004), which is based on laboratory measurements of thermoelastic properties of mantle minerals and models for the average mineralogical composition of the mantle. We finally integrate velocity profiles to determine the corresponding travel time τ ,

$$\tau = \int_{z_0}^{z_b} \frac{dz}{v(z)} \quad (2.4)$$

where $z_0 = 60$ km and $z_b = 300$ km. Again, the choice of this depth range is explained in Chapter 1. We select calculations that allow consistency between distinct windows, based on the travel-time delays for the same depth range from the NA04 tomographic model.

In Chapter 1, the mantle potential temperature T_{pot} was fixed at 1315°C, and the isentropic gradient γ was 0.5°C.km⁻¹. This value of γ is derived from thermodynamical relationships. As the parameters that come into play in the calculations are accurately known from seismic-wave velocities and mineral physics, the isentropic gradient is well-constrained. Plausible values range from 0.3 to 0.5°C.km⁻¹ (*Navrotsky*, 1995). Variations of γ within this range will not have implications for our study, as we only calculate geotherms to a depth of 300 km. We therefore keep the same constant value as in the previous chapter. The potential temperature is far less well constrained, as explained in Section 2.2.2. Based on the range of estimates that has been obtained from various methods, we allow T_{pot} to vary from 1250 to 1450°. At first, all other parameters take the same values as in Chapter 1 (see Table 2.2).

Thickness of the upper crustal layer	h_1	9.1 km
Total thickness of the crust	h_2	40 km
Average surface heat flux	Q_s	$Q_s^{obs} \pm \sigma_Q$
Moho heat flux	Q_m	12-18 mW.m ⁻²
Heat production in the upper crustal layer	A_{uc}	$\geq 0.35 \mu\text{W.m}^{-3}$
Heat production in the lower crustal layer	A_{lc}	$0.35 \mu\text{W.m}^{-3}$
Heat production in the lithospheric mantle	A_m	$0-0.02 \mu\text{W.m}^{-3}$
Isentropic gradient	γ	0.5°C.km ⁻¹
Mantle potential temperature	T_{pot}	1250-1450°C

Tab. 2.2: Input parameter values. Heat production in the upper crust is calculated. See Chapter 1 for more details.

2.2.4 Results

We focus on windows I and K, which display the extreme values of average heat flux and travel-time delays (Figure 2.3). Window I is located in the Archean Superior Province, east of James Bay. It is characterized by a low surface heat flux ($28.7 \pm 1.6 \text{ mW.m}^{-2}$), and a large negative delay (-1.76 s), which suggests a cold thermal structure. Window K is located in the Appalachians, a thin Paleozoic belt at the edge of the Canadian Shield. It has a high surface heat flux ($57.3 \pm 5.8 \text{ mW.m}^{-2}$) and a slightly positive travel-time delay ($+0.13 \text{ s}$). The high heat flux in the Appalachians results of a thin upper crustal layer very enriched in radioelements (*Jaupart et al.*, 1982; *Pinet et al.*, 1991). The crust of the Appalachians is characterized by an abundance of rocks with large U, Th and K contents with both evolved granites and metasediments. This province was subjected to several recent perturbations, including the Devonian Acadian Orogeny, culminating in the intrusion of large granite bodies of the White Mountains magma series. These events have left no detectable signal in the surface heat flux field, indicating that steady-state thermal conditions have been achieved. The average heat flux is normal for a province of this age once the highly enriched granitic bodies are accounted for. Indeed, there is no change of heat flux when going from the Greenville to the Appalachians, as shown by the fact that sites from both provinces line up on the same heat flux - heat production relationship (*Birch et al.*, 1968). Furthermore, the Appalachians as a whole lies on the global heat flux - heat production relationship, established for the main geological provinces of North America.

Figures 2.4 and 2.5 show the distributions of parameter values for solutions that are consistent with both surface heat flux and travel-time delays. For window K, we added a

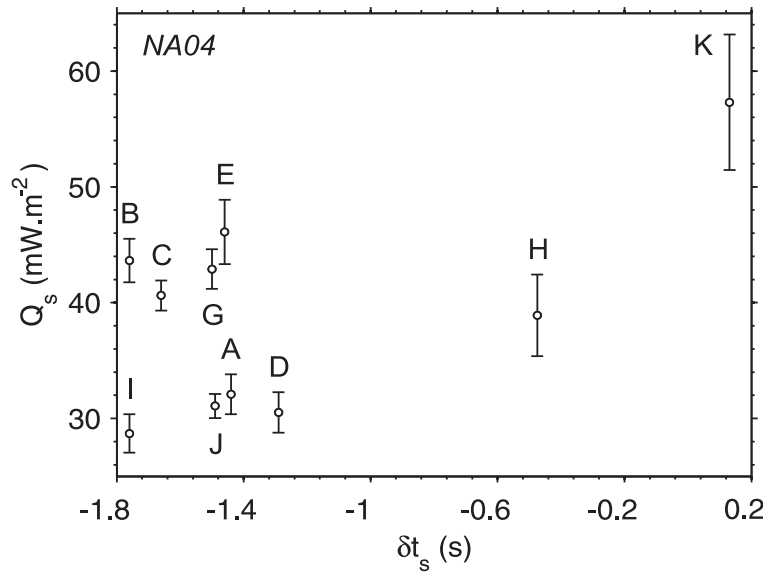


Fig. 2.3: Mean surface heat flux vs. mean *S*-wave vertical travel-time delay from the NA04 tomographic model, for the ten windows of Figure 2.2.

constraint on the upper-crustal heat production. We excluded solutions yielding values larger than $2.8 \mu\text{W.m}^{-3}$, which may be found locally on enriched plutons, but are not representative of the heat production at the scale of the Appalachian province (*Jaupart et al.*, 1982; *Chamberlain and Sonder*, 1990).

Window I does not allow us to restrict the range of mantle potential temperatures. However, the distribution of solutions suggests that values larger than 1450°C are unlikely for the mantle beneath the Canadian Shield (Figure 2.4). For window K, no solutions are obtained for values of T_{pot} lower than 1290°C . Therefore, mantle potential temperature below the Canadian Shield must be between 1290 and 1450°C . This range of values is too wide to establish the existence of lateral temperature contrasts in the convective mantle between oceans and continents. However it is consistent with estimates derived from various methods for the oceanic mantle, which vary from 1257 to 1476°C (see Section 2.2.2 and Table 2.1), and it gives a first estimate of the mantle potential temperature below a continent.

Tighter constraints on the mantle potential temperature could be obtained if the other model parameters were more accurately known. The uncertainty on crustal heat production is difficult to estimate. For window K, if enriched plutons are excluded, upper crustal heat production is certainly lower than $2.7 \mu\text{W.m}^{-3}$. However, calculations made with this additional constraint do not lead to a restriction of the range of mantle potential temperatures. For this purpose, the key control variable is the lithospheric mantle heat production. For instance, if we assume that heat production in the mantle does not exceed $0.01 \mu\text{W.m}^{-3}$, we find a lower bound for the mantle temperature of 1300°C (Figure 2.6). On the contrary, if heat production in the mantle was known to be larger than $0.01 \mu\text{W.m}^{-3}$, the upper bound for the mantle temperature would be lowered to 1420°C (Figure 2.7).

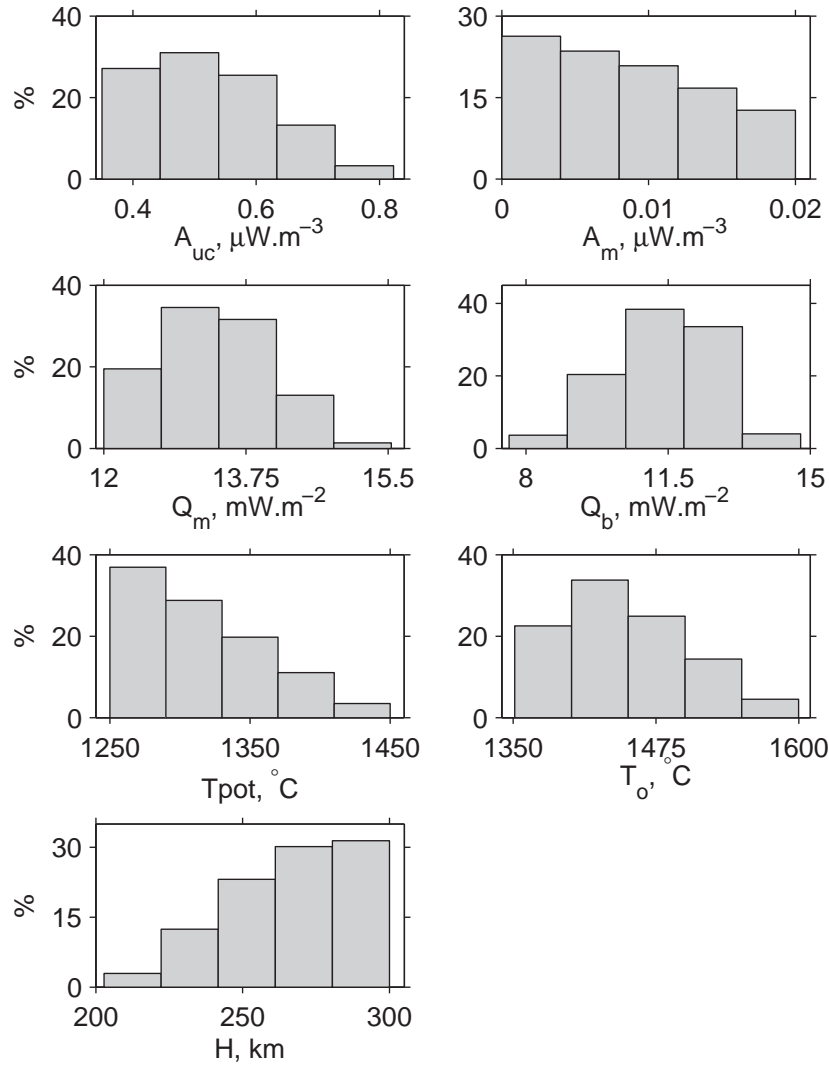


Fig. 2.4: Distribution of parameter values for solutions that are consistent with both surface heat flux and travel-time data, for window I. The parameters shown are : heat productions in the upper crust (A_{uc}) and in the lithospheric mantle (A_m); heat fluxes at the Moho (Q_m) and at the base of the lithosphere (Q_b); mantle potential temperature (T_{pot}) and temperature at the base of the lithosphere (T_o); lithospheric thickness (H).

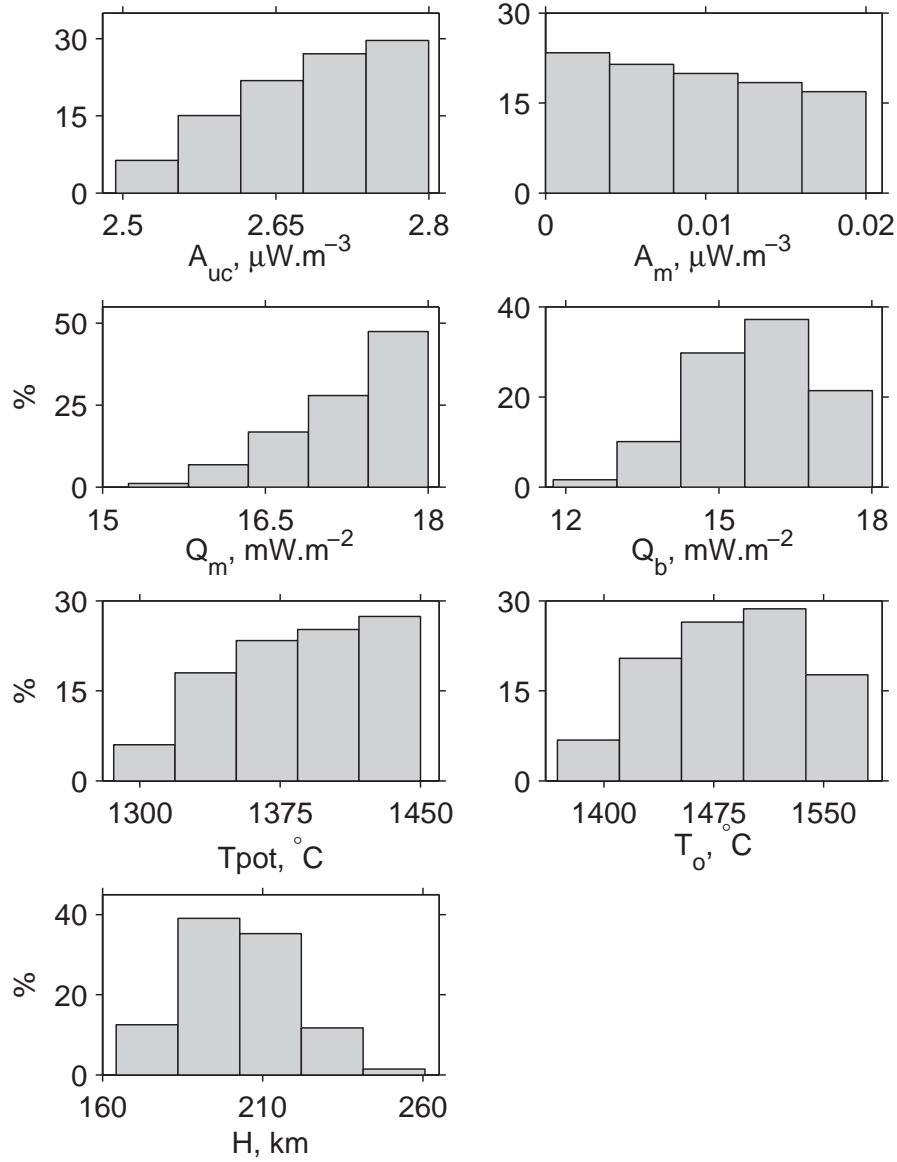


Fig. 2.5: Distribution of parameter values for solutions that are consistent with both surface heat flux and travel-time data, for window K. The parameters shown are : heat productions in the upper crust (A_{uc}) and in the lithospheric mantle (A_m); heat fluxes at the Moho (Q_m) and at the base of the lithosphere (Q_b); mantle potential temperature (T_{pot}) and temperature at the base of the lithosphere (T_o); lithospheric thickness (H).

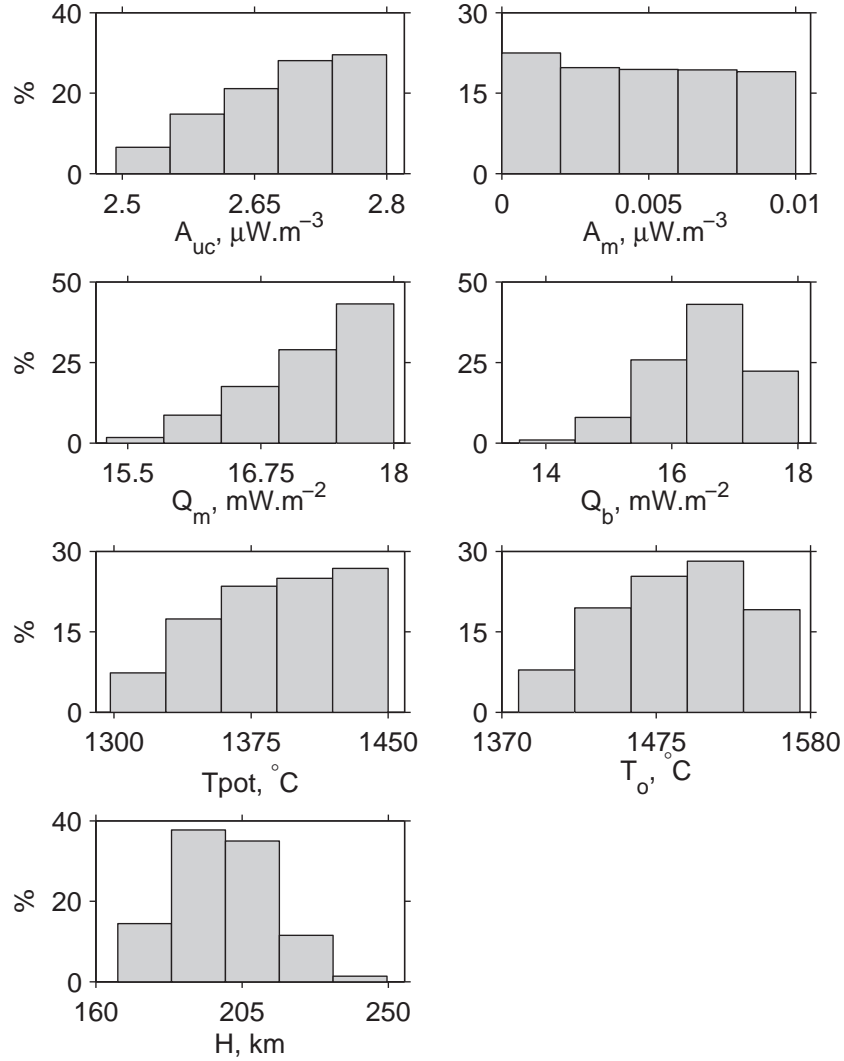


Fig. 2.6: Distribution of parameter values for solutions that are consistent with both surface heat flux and travel-time data, for window K, for a mantle heat production lower than $0.01 \mu W.m^{-3}$. The parameters shown are : heat productions in the upper crust (A_{uc}) and in the lithospheric mantle (A_m); heat fluxes at the Moho (Q_m) and at the base of the lithosphere (Q_b); mantle potential temperature (T_{pot}) and temperature at the base of the lithosphere (T_o); lithospheric thickness (H).

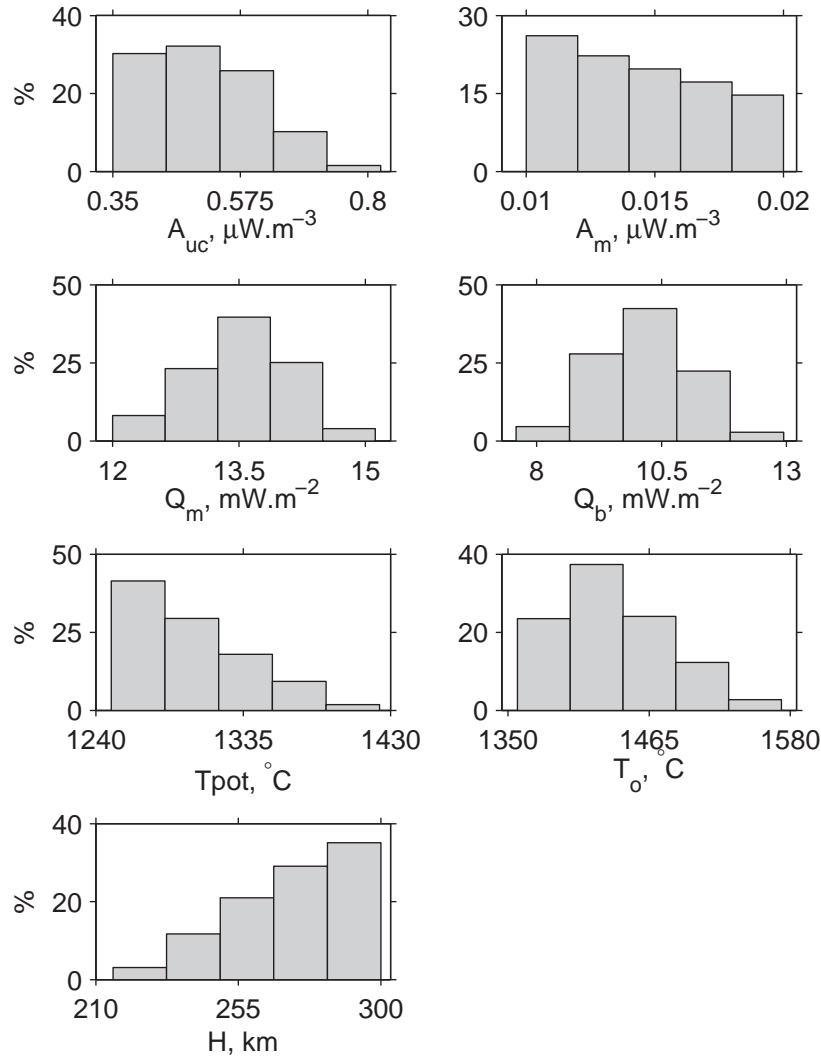


Fig. 2.7: Distribution of parameter values for solutions that are consistent with both surface heat flux and travel-time data, for window I, for a mantle heat production in the range 0.01 - $0.02 \mu W.m^{-3}$. The parameters shown are : heat productions in the upper crust (A_{uc}) and in the lithospheric mantle (A_m); heat fluxes at the Moho (Q_m) and at the base of the lithosphere (Q_b); mantle potential temperature (T_{pot}) and temperature at the base of the lithosphere (T_o); lithospheric thickness (H).

2.3 Structure of the lithosphere and rheology of the sublithospheric mantle

We now study the implications of our calculations for the structure of the lithosphere and the rheology of the sublithospheric mantle. The lithosphere owes its stability to its chemical buoyancy and to its high viscosity, the latter resulting mainly from its cold temperature (Jordan, 1978; Doin *et al.*, 1997). The total thickness of the layer which behaves rigidly is called mechanical thickness. The ‘chemical thickness’ only applies to the depleted layer, which reflects the initial mechanism of root formation. As this depleted layer may have undergone basal accretion of viscous sublayer, the mechanical unit could be thicker than the chemical one.

2.3.1 Method

We first determine the basal heat flux and lithospheric thickness for windows I and K, using the same method as described in Section 2.2.3. We focus again on these two windows because their average surface heat flux and travel-time delay suggest that they represent two extreme thermal regimes of the Shield. As we do not seek anymore to constrain the mantle potential temperature, we restrict its range of input values to the most plausible interval (1300-1350°C). The other parameters take the same values as previously (Table 2.2). Figures 2.8 and 2.9 show the distribution of solutions that are consistent with both surface heat flux and tomography. For window I, the mean thickness of the lithosphere (H_1) is 290 km, and the mean basal heat flux (Q_{b1}) is 10.5 mW.m⁻². For window K, we obtain a mean thickness (H_2) of 183 km and a mean basal heat flux (Q_{b2}) of 16.6 mW.m⁻². These values, as well as the basal temperatures, are summarized in Table 2.3.

	Window I	Window K
Average lithospheric thickness	$H_1 = 290$ km	$H_2 = 183$ km
Average basal heat flux	$Q_{b1} = 10.5$ mW.m ⁻²	$Q_{b2} = 16.6$ mW.m ⁻²
Average basal temperature	$T_1 = 1463^\circ\text{C}$	$T_2 = 1429^\circ\text{C}$

Tab. 2.3: *Lithospheric thickness and basal thermal properties obtained for windows I and K, using surface heat flux measurements and tomographic travel-time delays.*

At the base of the lithosphere, we assume that heat is supplied by small-scale convection. We have previously evoked other mechanisms, involving a large-scale circulation beneath continents (Section 2.2.1). Small-scale convection may actually coexist with large-scale convective currents, with little modification (Parsons and McKenzie, 1978; Doin *et al.*, 1997). The heat flux supplied by small-scale convection depends solely on variables defined locally, in the unstable boundary layer. One of the variables implied is the temperature difference across the boundary layer. Large temperature differences are associated with large variations

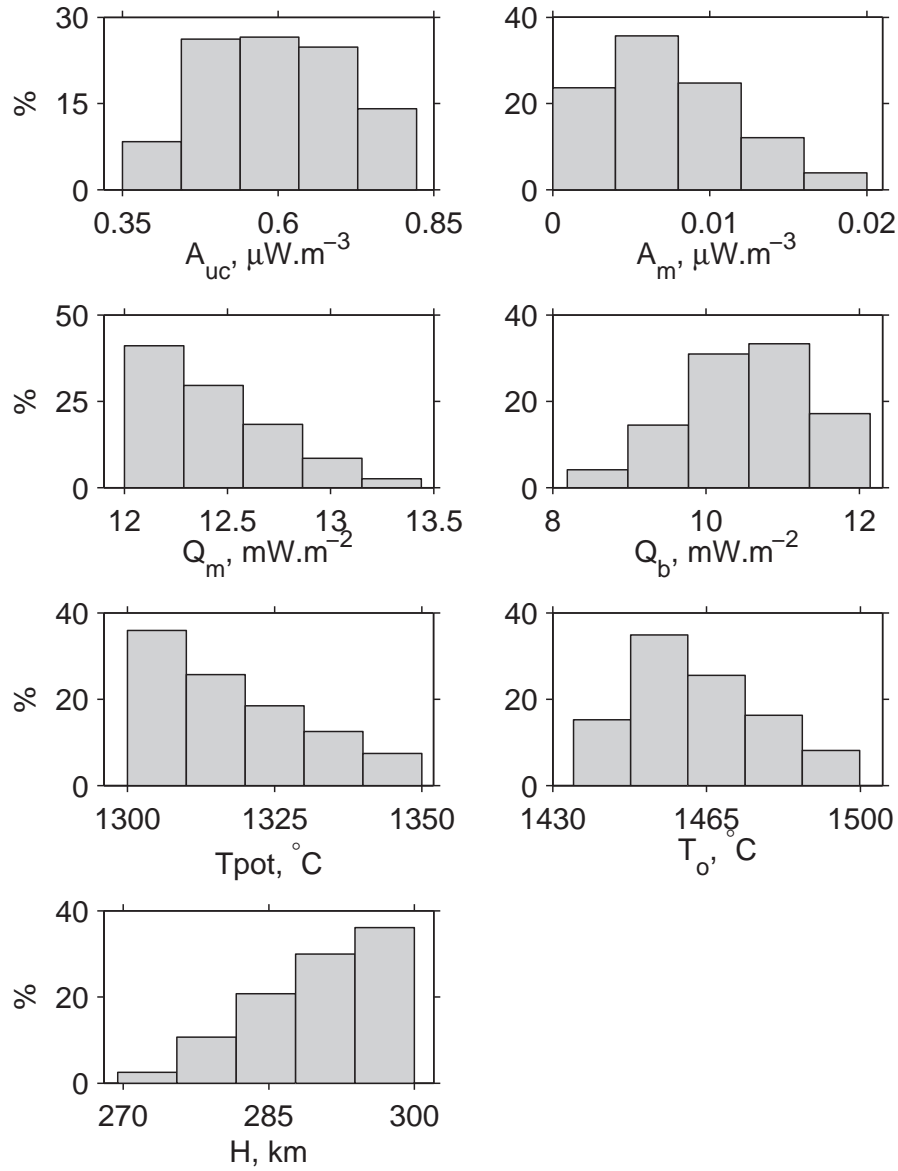


Fig. 2.8: Distribution of parameter values for solutions that are consistent with both surface heat flux and travel-time data, for window I. The parameters shown are : heat productions in the upper crust (A_{uc}) and in the lithospheric mantle (A_m); heat fluxes at the Moho (Q_m) and at the base of the lithosphere (Q_b); mantle potential temperature (T_{pot}) and temperature at the base of the lithosphere (T_o); lithospheric thickness (H).

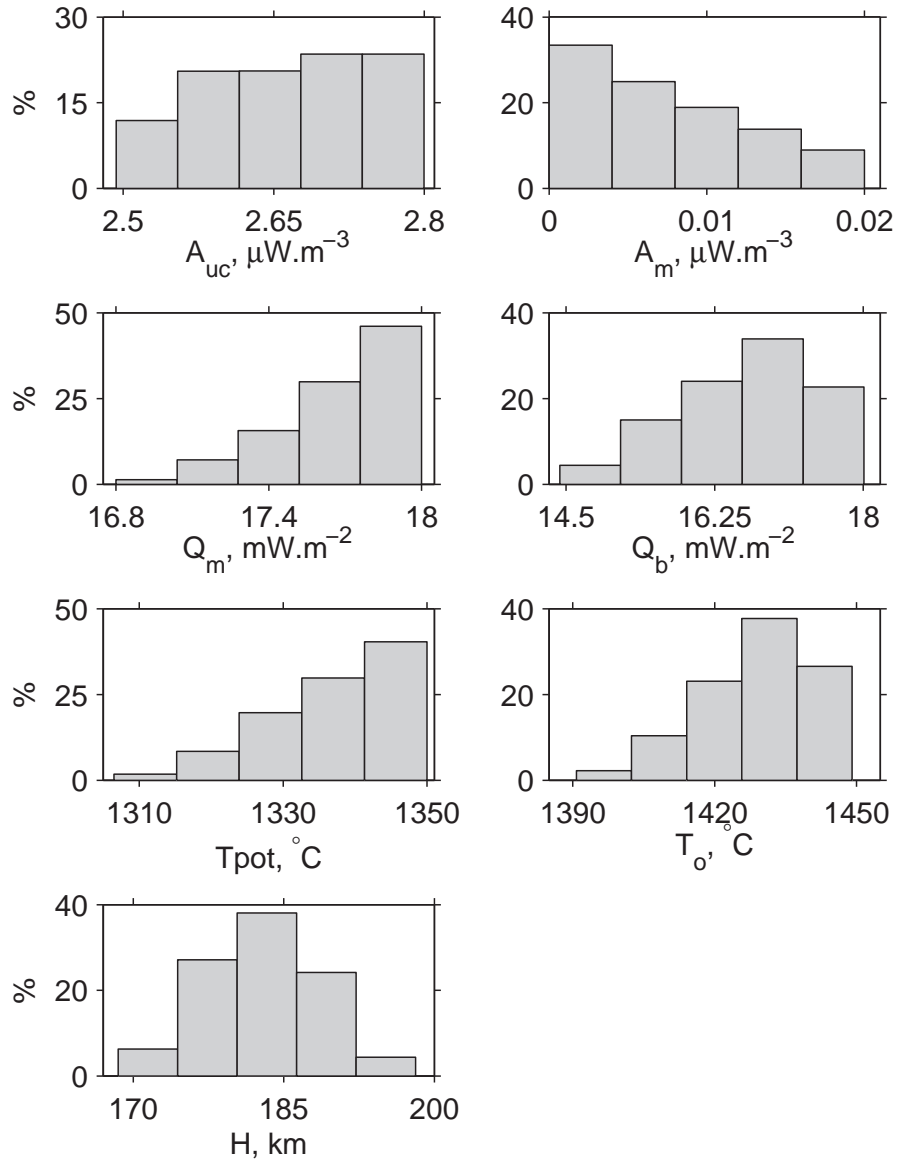


Fig. 2.9: Distribution of parameter values for solutions that are consistent with both surface heat flux and travel-time data, for window K. The parameters shown are : heat productions in the upper crust (A_{uc}) and in the lithospheric mantle (A_m); heat fluxes at the Moho (Q_m) and at the base of the lithosphere (Q_b); mantle potential temperature (T_{pot}) and temperature at the base of the lithosphere (T_o); lithospheric thickness (H).

of viscosity. If such variations exist, the upper part of the basal boundary layer cannot go unstable, and convection only develops over a sub-layer. Therefore, the temperature difference available to drive convection is limited : it cannot exceed a threshold value imposed by rheological laws.

If the chemical layer is thinner than the mechanical one, there must be a stable viscous layer of non-depleted mantle beneath the depleted root. In this case, the temperature difference across the convective boundary layer should be fixed at its threshold value. On the contrary, if the lithosphere is controlled by its chemistry, the temperature difference across the convective boundary layer should be smaller than the threshold value.

We will determine if small-scale convection with a rheological temperature difference across the boundary layer can provide the heat flux found at the base of the lithosphere for windows I and K. As rheological laws and the heat flux supplied by convection depend on the deformation mechanism, we will distinguish between diffusion (Newtonian process) and dislocation creep (non-Newtonian process). This will indirectly allow us to derive constraints on the mantle rheology below the Canadian Shield.

2.3.2 Diffusion creep

For diffusion creep, the flow law is

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{\mu} \sigma$$

where $\dot{\epsilon}$ is a strain rate, σ is a deviatoric stress, and μ is viscosity. The latter is Newtonian and can be written as

$$\mu = \mu_0 \exp \left(\frac{E + PV}{RT} \right). \quad (2.5)$$

E and V are the activation energy and volume, respectively. R is the universal gas constant. P and T are local pressure and temperature, respectively. μ_0 is a factor which depends on grain size, and on water content for wet diffusion.

For such a Newtonian rheology, the heat flux supplied by small-scale convection is

$$Q = Ck \left(\frac{\alpha \rho g}{\kappa \mu} \right)^{1/3} \Delta T^{4/3}, \quad (2.6)$$

where C is a constant ($C \sim 0.21$), g is the acceleration of gravity, ρ is density, k , α , κ , μ are thermal conductivity, coefficient of thermal expansion, thermal diffusivity and viscosity, respectively (*Davaille and Jaupart, 1993; Solomatov, 1995*) (see Table 2.4 for the parameter values). ΔT is the temperature difference across the boundary layer.

In temperature dependent fluids, this temperature difference cannot take arbitrarily large values. As shown by *Davaille and Jaupart (1993)*, the maximum value is determined by the rheological law and may be expressed as

$$\Delta T_{rh} = 2.24 \left(\frac{RT^2}{E + PV} \right). \quad (2.7)$$

Thermal conductivity	k	$3.2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Thermal expansion coefficient	α	$4 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$
Thermal diffusivity	κ	$8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Density	ρ	3350 kg.m^{-3}

Tab. 2.4: *Physical properties of the upper-mantle.*

Using equations 2.6, 2.5, and 2.7, we can calculate the convective heat flux at the base of the lithosphere for windows I and K, assuming that the temperature difference across the boundary layer is controlled rheologically. We can then compare the obtained values with the basal heat fluxes derived from surface heat flux measurements and tomography. An alternative approach is to consider a ratio of basal heat fluxes, which allows us to get rid of a number of parameters which are imperfectly known. For instance, in Equation 2.5, μ_0 implies a scaling factor A which is not well constrained (see Table 2.5). The absolute value of heat flux depends on μ_0 , but the heat flux ratio does not. From Equation 2.6, we deduce

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2} \right)^{4/3} \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} \right)^{1/3}. \quad (2.8)$$

Equations 2.5 and 2.7 lead to

$$\frac{\mu_2}{\mu_1} = \exp \left[\frac{1}{R} \left(\frac{E + P_2 V}{T_2} - \frac{E + P_1 V}{T_1} \right) \right]$$

and

$$\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^2 \left(\frac{E + P_2 V}{E + P_1 V} \right).$$

The activation energy and volume depend on the deformation mechanism. We adopt the values determined experimentally by *Korenaga and Karato* (2008) for diffusion creep in water-saturated ('wet') and water-poor ('dry') conditions (Table 2.5).

Figure 2.10 shows the basal heat flux ratio (Equation 2.8) as a function of the activation energy and volume. The isocontour corresponding to the ratio determined from surface heat

	Diffusion	
	Dry	Wet
E (kJ.mol ⁻¹)	261±28	387±53
V (cm ³ .mol ⁻¹)	6±5	25±4
A	$10^{5.25 \pm 0.03}$	$10^{4.32 \pm 0.38}$
p	2.98 ± 0.02	2.56 ± 0.24
r	-	1.93 ± 0.07

Tab. 2.5: *Flow-law parameters for diffusion creep, from Korenaga and Karato (2008).*

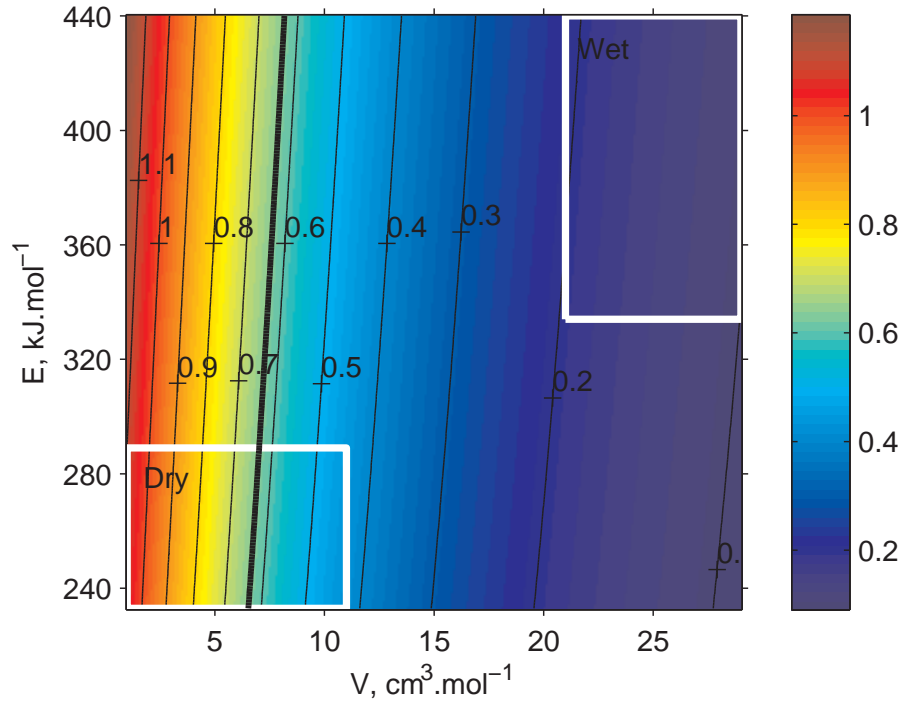


Fig. 2.10: Heat flux ratio as a function of activation energy and volume. White frames delineate the range of parameter values for dry and wet diffusions. The thick line is the isocontour corresponding to the ratio of the heat flux of window I over the one of window K.

flux measurements and tomography is indicated. We find that it is compatible with the flow-law parameters of dry diffusion creep. However, most studies of deformation in the upper mantle have concluded that the applicable deformation mechanism is dislocation creep (e.g., *Korenaga and Karato, 2008*). We therefore need to check if solutions for dry diffusion creep, which are consistent with the basal heat flux ratio, are acceptable.

In this purpose, we first calculate the viscosity at the base of the lithosphere for windows I and K. For dry diffusion creep, the viscosity (in Pa.s) is

$$\mu = 10^6 \frac{d^p}{A} \exp \left(\frac{E + PV}{RT} \right), \quad (2.9)$$

where d is average grain size in microns ($\sim 10^4 \mu\text{m}$), p is an exponent describing the dependency on grain size, and A is a scaling constant (*Korenaga and Karato, 2008*). The parameter values are given in Table 2.5. We obtain viscosities of $3.0 \cdot 10^{22}$ for window I and $8.6 \cdot 10^{21}$ for window K. Such values are not consistent with the ones derived from post-glacial rebound studies, which are between $1 \cdot 10^{21}$ and $1.5 \cdot 10^{21}$ Pa.s at most for the upper mantle beneath the lithosphere (e.g., *Mitrovica and Forte, 1997*). Another way to test the validity of solutions found in the field of dry diffusion creep is to calculate the absolute values they yield for the basal heat flux, using Equation 2.6. We find a basal heat flux of 2.5 mW.m^{-2} for window I and 3.9 mW.m^{-2} for window K. Both values are significantly too low : they are more than

4.5 times smaller than the observed basal heat flux.

Wet diffusion creep does not explain the observed ratio of basal heat flux for a rheological temperature difference. One hypothesis would be that the temperature difference is not at its maximum value (Equation 2.7). In this case, the rheological heat flux should be larger than the observed one. For wet diffusion creep, the viscosity is

$$\mu = 10^6 \frac{d^p}{AC_{OH}^r} \exp\left(\frac{E + PV}{RT}\right), \quad (2.10)$$

where C_{OH} is water content in ppm H/Si, and r is an exponent (Table 2.5). Following *Korenaga and Karato* (2008), we take a water content of 800 ppm H/Si. Using Equation 2.6, we calculate the heat flux at the base of the lithosphere for windows I and K, for a rheological temperature difference. We obtain 0.1 mW.m^{-2} for I and 0.9 mW.m^{-2} for K. The corresponding viscosities are too large to be realistic ($1.3 \cdot 10^{25}$ and $6.5 \cdot 10^{22}$ Pa.s, respectively). Therefore, small-scale convection by wet diffusion creep cannot explain the basal heat flux of windows I and K. Even if the temperature difference is at its upper limit, this mechanism yields significantly too low heat flux.

We conclude from this section that the heat flux at the base of the lithosphere beneath the Superior and Appalachians cannot be supplied by small-scale convection if the deformation mechanism of the upper-mantle is diffusion creep.

2.3.3 Dislocation creep

For dislocation creep, with a flow law

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{C} \sigma^n \exp\left(-\frac{E + PV}{RT}\right),$$

where $\dot{\epsilon}$ is a strain rate and σ is a deviatoric stress, *Solomatov and Moresi* (2000) show that the heat supplied by small-scale convection can be written as

$$Q = k \frac{\Delta T_0}{d} (0.31 + 0.22n) \left(\frac{E \Delta T_0}{RT^2}\right)^{\frac{-2(n+1)}{n+2}} Ra_i^{\frac{n}{n+2}}. \quad (2.11)$$

n is the exponent describing stress dependency, ΔT_0 is the difference between the interior temperature (T) of the convective layer and the surface temperature, d is the thickness of the layer, and Ra_i is a Rayleigh number defined as

$$Ra_i = \frac{\alpha \rho g \Delta T d^{\frac{n+2}{n}}}{C^{\frac{1}{n}} \kappa^{\frac{1}{n}} \exp\left(\frac{E + PV}{nRT}\right)}.$$

C is a constant for dry dislocation creep, and is a function of water content for wet dislocation creep. Replacing Ra_i by its expression in Equation 2.11, and defining the rheological temperature difference as

$$\Delta T_{rh} = 1.2(n+1) \frac{RT^2}{E}, \quad (2.12)$$

we can rewrite the convective heat flux as a function of local variables only :

$$Q = \frac{0.31 + 0.22n}{[1.2(n+1)]^{\frac{2(n+1)}{n+2}}} \frac{k(\alpha\rho g)^{\frac{n}{n+2}}}{[c\kappa \exp(\frac{E+PV}{RT})]^{\frac{1}{n+2}}} (\Delta T_{rh})^{\frac{2(n+1)}{n+2}}. \quad (2.13)$$

The ratio of heat flux for the rheological temperature difference is therefore

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\frac{4(n+1)}{n+2}} \left[\exp\left(\frac{E + P_2V}{RT_2} - \frac{E + P_1V}{RT_1}\right) \right]^{\frac{1}{n+2}}. \quad (2.14)$$

Figure 2.11 shows the heat flux ratio as a function of the activation energy and volume. We show two distinct diagrams for dry and wet dislocation creep, because the value of n is not the same in the two cases (Table 2.6). The observed heat flux ratio can be explained for dislocation creep in water-poor conditions, but not for dislocation creep in water-saturated conditions.

As previously, we need to check the validity of solutions found in the field of dry dislocation. In this purpose, we calculate the absolute values of heat flux for these solutions, using Equation 2.13. For dry dislocation, constant C is given by

$$C = \frac{10^{6n}}{A},$$

where A is the scaling factor from *Korenaga and Karato* (2008) (Table 2.6). We obtain a convective heat flux of 3.5 mW.m^{-2} for window I and 5.5 mW.m^{-2} for window K. These values are around three times lower than the observed one. Therefore, small-scale convection by dry dislocation cannot supply enough heat to explain the absolute values of the basal heat flux recorded beneath the Canadian Shield.

Wet dislocation creep does not give the required heat flux ratio if the temperature difference is at the rheological threshold. We can calculate the heat that would be supplied at the base of the lithosphere in these conditions. For wet dislocation,

$$C = \frac{10^{6n}}{AC_{OH}^r},$$

where C_{OH} is water content in ppm H/Si. r is an exponent which value is indicated in Table 2.6. For a water content of 800 ppm H/Si, and for the average values of the activation energy

	Dislocation	
	Dry	Wet
$E \text{ (kJ.mol}^{-1}\text{)}$	610 ± 30	523 ± 100
$V \text{ (cm}^3\text{.mol}^{-1}\text{)}$	13 ± 8	4 ± 3
n	4.94 ± 0.05	3.60 ± 0.24
A	$10^{6.09 \pm 0.11}$	$10^{0.6 \pm 0.5}$
r	-	1.95 ± 0.05

Tab. 2.6: Flow-law parameters for dislocation creep, from *Korenaga and Karato* (2008).

and volume, the convective heat flux is 52.4 mW.m^{-2} for window I and 50.9 mW.m^{-2} for window K. Both values are larger than the observed ones. This suggests that small-scale convection by wet dislocation creep may be the mechanism that supplies heat at the base of the lithosphere, at the condition that the temperature difference across the boundary layer should be lower than the rheological value. The temperature difference that would give the observed basal heat fluxes can be derived from Equation 2.13. We obtain 99.5 K for the Superior province, and 128.6 K for the Appalachians.

2.4 Discussion

The heat flux ratio does not depend on the water content. Therefore, for a rheological temperature difference, wet diffusion cannot explain the observed heat flux ratio, whatever the water content is. We have shown that the other mechanisms (dry and wet diffusion, dry dislocation) do not supply enough heat to explain the observed heat flux at the base of the Canadian Shield. This conclusion applies for a mantle potential temperature comprised between 1300 and 1350°C. A hotter sublithospheric mantle would supply larger heat flux. We have shown in Section 2.2.4 that the range of acceptable potential temperatures beneath the Canadian Shield is 1300-1450°C. We therefore also made calculations with temperature values between 1400 and 1450°C. They lead to heat flux that are still significantly lower than the observed ones. For dry diffusion creep, we obtain 4.0 and 6.2 mW.m^{-2} for windows I and K, respectively. For wet diffusion creep, the heat flux is 0.3 mW.m^{-2} for I and 1.4 mW.m^{-2} for K. Finally, for dry dislocation creep, we obtain 6.0 mW.m^{-2} for window I and 9.5 mW.m^{-2} for window K.

We thus conclude that wet dislocation with a temperature difference across the boundary-layer smaller than the rheological value is the only acceptable mechanism. This implies that the mechanical thickness of the lithosphere equals to its chemical thickness : there is no sublayer of viscous mantle at the base of the chemical layer. As shown by Equation 2.13, the value of the temperature difference, for a given heat flux, is a function of water content. In our calculations, we assumed a water content of 800 ppm H/Si, following *Korenaga and Karato* (2008). Lower water contents yield larger temperature differences : for instance, for 400 ppm H/Si, the temperature differences are 115.3 K for the Superior province and 148.9 K for the Appalachians.

2.5 Conclusions

We have combined surface heat flux measurements with a tomographic model to study the structure of the Canadian Shield and properties of the underlying mantle. Our approach allows an estimation of the potential temperature of continental upper mantle. We find values consistent with the ones derived from independent methods in oceanic domain. Better constraints on the other input model parameters would help restrict the range of acceptable values for the potential temperature. Our calculations give access to the thickness of the li-

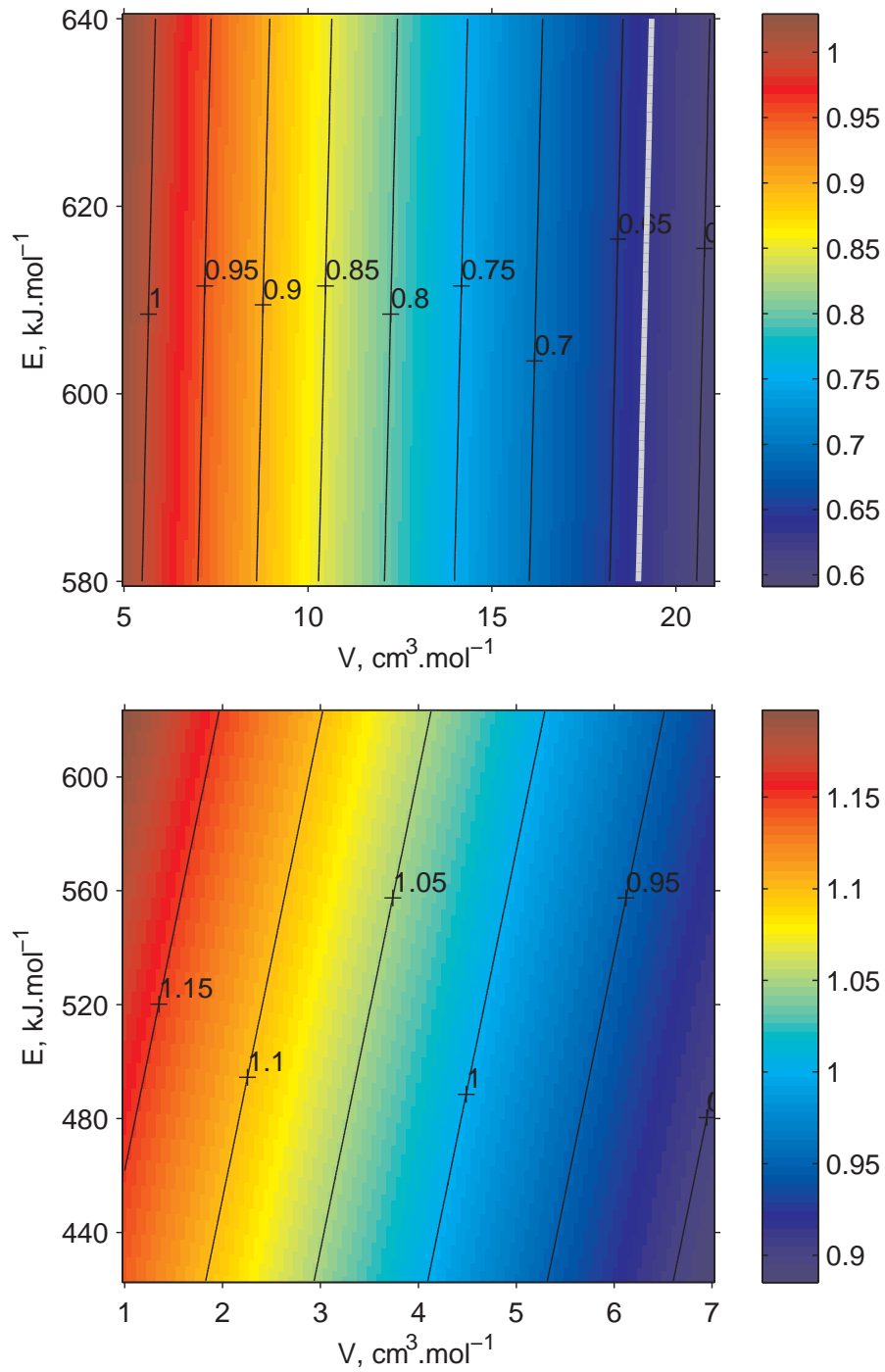


Fig. 2.11: Heat flux ratio as a function of activation energy and volume, for dry (top) and wet (bottom) dislocation creep. The thick gray line is the isocontour corresponding to the ratio of the heat flux of window I over the one of window K.

thosphere and to the basal heat flux. Both vary significantly at the scale of the Canadian Shield. End-member values characterize the Superior province (thick lithosphere, low basal heat flux) and the Appalachians (thin lithosphere, high basal heat flux). We have used these results to assess the structure of the lithosphere, assuming that heat at its base is supplied by small-scale convection. We find that the mechanical layer is coincident with the chemical one. Another conclusion derived from our study is that the only acceptable deformation mechanism for the upper mantle beneath the Canadian Shield is wet dislocation creep. This is consistent with most laboratory studies of olivine deformation (e.g. *Korenaga and Karato*, 2008).

References

- Artemieva, I., and W. Mooney (2001), Thermal thickness and evolution of Precambrian lithosphere : a global study, *J. Geophys. Res.*, *106*, 16,387–16,414.
- Bank, C.-G., M. G. Bostock, R. M. Ellis, Z. Hajnal, and J. C. VanDecar (1998), Lithospheric mantle structure beneath the Trans-Hudson Orogen and the origin of diamondiferous kimberlites, *J. Geophys. Res.*, *103*, 10,103–10,114, doi :10.1029/97JB03746.
- Beck, A. E., D. M. Dharba, and H. H. Schloessin (1978), Lattice conductivities of single crystal and polycrystalline materials at mantle pressures and temperatures, *Phys. Earth Planet. Interiors*, *17*, 35–53, doi :10.1016/0031-9201(78)90008-0.
- Birch, F., R. F. Roy, and E. Decker (1968), Heat flow and thermal history in New England and New York, in *Studies of Appalachian Geology : Northern and Maritime*, edited by E. Zen, W. S. White, J. B. Hadley, and J. B. Thompson, Interscience, New York.
- Blackwell, D., and M. Richards (2004), Geothermal map of North America.
- Card, K. D. (1990), A review of the Superior Province of the Canadian Shield, a product of Archean accretion, *Precamb. Res.*, *48*, 99–156.
- Carlson, R. L., and H. P. Johnson (1994), On modeling the thermal evolution of the oceanic upper mantle : An assessment of the cooling plate model, *J. Geophys. Res.*, *99*, 3201–3214, doi :10.1029/93JB02696.
- Chamberlain, C. P., and L. J. Sonder (1990), Heat-Producing Elements and the Thermal and Baric Patterns of Metamorphic Belts, *Science*, *250*, 763–769.
- Chouinard, C., and J.-C. Mareschal (2009), Ground surface temperature history in southern Canada : Temperatures at the base of the Laurentide ice sheet and during the Holocene, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *277*, 280–289, doi :10.1016/j.epsl.2008.10.026.
- Chouinard, C., R. Fortier, and J.-C. Mareschal (2007), Recent climate variations in the subarctic inferred from three borehole temperature profiles in northern Quebec, Canada, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *263*, 355–369, doi :10.1016/j.epsl.2007.09.017.
- Cooper, C. M., A. Lenardic, and L. Moresi (2004), The thermal structure of stable continental lithosphere within a dynamic mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *222*, 807–817, doi : 10.1016/j.epsl.2004.04.008.

- Davaille, A., and C. Jaupart (1993), Transient high-Rayleigh-number thermal convection with large viscosity variations, *J. Fluid Mech.*, *253*, 141–166.
- Doin, M.-P., L. Fleitout, and U. Christensen (1997), Mantle convection and stability of depleted and undepleted continental lithosphere, *J. Geophys. Res.*, *102*, 2771–2787, doi : 10.1029/96JB03271.
- Durham, W. B., V. V. Mirkovich, and H. C. Heard (1987), Thermal diffusivity of igneous rocks at elevated pressure and temperature, *J. Geophys. Res.*, *92*, 11,615–11,634, doi : 10.1029/JB092iB11p11615.
- Eade, K. E., and W. F. Fahrig (1971), Geochemical evolutionary trends of continental plates : a preliminary study of the Canadian Shield, *Geol. Surv. Canada Bull.*, *179*, 1–59.
- Elder, J. (1976), *The Bowels of the Earth*, 222 pp., Oxford University Press, New York.
- Fountain, D. M., M. H. Salisbury, and K. P. Furlong (1987), Heat production and thermal conductivity of rocks from the Pikwitonei-Sachigo continental cross-section, central Manitoba : Implications for the thermal structure of Archean crust, *Can. J. Earth Sci.*, *24*, 1583–1594.
- Gibert, B., F. R. Schilling, K. Gratz, and A. Tommasi (2005), Thermal diffusivity of olivine single crystals and a dunite at high temperature : Evidence for heat transfer by radiation in the upper mantle, *Phys. Earth Planet. Interiors*, *151*, 129–141, doi : 10.1016/j.pepi.2005.02.003.
- Goes, S., and S. van der Lee (2002), Thermal structure of the North American uppermost mantle inferred from seismic tomography, *J. Geophys. Res.*, *107*, doi : 10.1029/2000JB000049.
- Goes, S., R. Govers, and P. Vacher (2000), Shallow mantle temperatures under Europe from P and S wave tomography, *J. Geophys. Res.*, *105*, 11,153–11,170, doi :10.1029/1999JB900300.
- Griffin, W. L., S. Y. O'Reilly, N. Abe, S. Aulbach, R. M. Davies, N. J. Pearson, B. J. Doyle, and K. Kivi (2003), The origin and evolution of Archean lithospheric mantle, *Precamb. Res.*, *127*, 19–41, doi :10.1016/S0301-9268(03)00180-3.
- Guillou, L., and C. Jaupart (1995), On the effect of continents on mantle convection, *J. Geophys. Res.*, *100*, 24,217–24,238, doi :10.1029/95JB02518.
- Guillou, L., J.-C. Mareschal, C. Jaupart, C. Gariépy, G. Bienfait, and R. Lapointe (1994), Heat flow, gravity and structure of the Abitibi belt, Superior Province, Canada : Implications for mantle heat flow, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *122*, 103–123, doi :10.1016/0012-821X(94)90054-X.
- Gurnis, M. (1988), Large-scale mantle convection and the aggregation and dispersal of supercontinents, *Nature*, *332*, 695–699, doi :10.1038/332695a0.

- Hoffman, P. F. (1989), Precambrian geology and tectonic history of North America, in *The Geology of North America – An overview*, vol. A, edited by A. W. Bally and A. R. Palmer, pp. 447–512, Geol. Soc. of Am., Boulder, Co.
- Humler, E., and J. Besse (2002), A correlation between mid-ocean-ridge basalt chemistry and distance to continents, *Nature*, *419*, 607–609, doi :10.1038/nature01052.
- Jaupart, C., and J. C. Mareschal (1999), The thermal structure and thickness of continental roots, *Lithos*, *48*, 93–114.
- Jaupart, C., and J.-C. Mareschal (2003), Constraints on crustal heat production from heat flow data, in *Treatise on Geochemistry, The Crust*, vol. 3, edited by R. L. Rudnick, pp. 65–84, Permagon, New York.
- Jaupart, C., J. R. Mann, and G. Simmons (1982), A detailed study of the distribution of heat flow and radioactivity in New Hampshire (U.S.A.), *Earth Planet. Sci. Lett.*, *59*, 267–287, doi :10.1016/0012-821X(82)90131-5.
- Jaupart, C., J. C. Mareschal, L. Guillou-Frottier, and A. Davaille (1998), Heat flow and thickness of the lithosphere in the Canadian Shield, *J. Geophys. Res.*, *103*, 15,269–15,286, doi :10.1029/98JB01395.
- Jessop, A. (1971), The distribution of glacial perturbation of heat flow in Canada, *Can. J. Earth Sci.*, *8*, 162–166.
- Jessop, A. M., and T. J. Lewis (1978), Heat flow and heat generation in the Superior province of the Canadian Shield, *Tectonophysics*, *50*, 55–57, doi :10.1016/0040-1951(78)90199-3.
- Jones, A. G., P. Lezaeta, I. J. Ferguson, A. D. Chave, R. L. Evans, X. Garcia, and J. Spratt (2003), The electrical structure of the Slave craton, *Lithos*, *71*, 505–527.
- Jordan, T. H. (1975), The Continental Tectosphere, *Rev. Geophysics*, *13*, 1–12, doi : 10.1029/RG013i003p00001.
- Jordan, T. H. (1978), Composition and development of the continental tectosphere, *Nature*, *274*, 544–548, doi :10.1038/274544a0.
- Jordan, T. H. (1981), Continents as a chemical boundary layer, *Royal Soc. of London Phil. Trans. Series A*, *301*, 359–373.
- Katsura, T., H. Yamada, O. Nishikawa, M. Song, A. Kubo, T. Shinmei, S. Yokoshi, Y. Aizawa, T. Yoshino, M. J. Walter, E. Ito, and K.-i. Funakoshi (2004), Olivine-wadsleyite transition in the system (Mg,Fe)₂SiO₄, *J. Geophys. Res.*, *109*, doi :10.1029/2003JB002438.
- Kelly, R. K., P. B. Kelemen, and M. Jull (2003), Buoyancy of the continental upper mantle, *Geochem., Geophys., Geosystems*, *4*(2), doi :10.1029/2002GC000399.

- King, S. D., and D. L. Anderson (1998), Edge-driven convection, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *160*, 289–296, doi :10.1016/S0012-821X(98)00089-2.
- Kinzler, R. J., and T. L. Grove (1992), Primary Magmas of Mid-Ocean Ridge Basalts 2. Applications, *J. Geophys. Res.*, *97*, 6907–6926, doi :10.1029/91JB02841.
- Korenaga, J., and S.-I. Karato (2008), A new analysis of experimental data on olivine rheology, *J. Geophys. Res.*, *113*, doi :10.1029/2007JB005100.
- Lenardic, A. (1997), On the heat flow variation from Archean cratons to Proterozoic mobile belts, *J. Geophys. Res.*, *102*, 709–722, doi :10.1029/96JB02849.
- Lenardic, A., and L. Moresi (2001), Heat flow scaling for mantle convection below a conducting lid : Resolving seemingly inconsistent modeling results regarding continental heat flow, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 1311–1314, doi :10.1029/2000GL008484.
- Mareschal, J. C., and C. Jaupart (2004), Variations of surface heat flow and lithospheric thermal structure beneath the North American craton, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *223*, 65–77, doi :10.1016/j.epsl.2004.04.002.
- Mareschal, J. C., C. Pinet, C. Gariépy, C. Jaupart, G. Bienfait, G. Dalla-Coletta, J. Jolivet, and R. Lapointe (1989), New heat flow density and radiogenic heat production data in the Canadian Shield and the Quebec Appalachians, *Can. J. Earth Sci.*, *26*, 845–852.
- Mareschal, J. C., C. Jaupart, L. Z. Cheng, F. Rolandone, C. Gariépy, G. Bienfait, L. Guillou-Frottier, and R. Lapointe (1999), Heat flow in the Trans-Hudson Orogen of the Canadian Shield : Implications for Proterozoic continental growth, *J. Geophys. Res.*, *104*, 29,007–29,024, doi :10.1029/1998JB900209.
- Mareschal, J. C., A. Poirier, F. Rolandone, G. Bienfait, C. Gariépy, R. Lapointe, and C. Jaupart (2000), Low mantle heat flow at the edge of the North American continent Voisey Bay, Labrador, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 823–826, doi :10.1029/1999GL011069.
- Mareschal, J. C., A. Nyblade, H. K. C. Perry, C. Jaupart, and G. Bienfait (2004), Heat flow and deep lithospheric thermal structure at Lac de Gras, Slave Province, Canada , *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L12,611,doi :10.1029/2004GL020,133.
- Marton, F. C., T. J. Shankland, D. C. Rubie, and Y. Xu (2005), Effects of variable thermal conductivity on the mineralogy of subducting slabs and implications for mechanisms of deep earthquakes, *Phys. Earth Planet. Interiors*, *149*, 53–64, doi :10.1016/j.pepi.2004.08.026.
- McKenzie, D., and M. J. Bickle (1988), The volume and composition of melt generated by extension of the lithosphere, *J. Petrology*, *29*, 625–679.
- McKenzie, D., J. Jackson, and K. Priestley (2005), Thermal structure of oceanic and continental lithosphere, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *233*, 337–349, doi :10.1016/j.epsl.2005.02.005.

- Michaut, C., C. Jaupart, and D. R. Bell (2007), Transient geotherms in Archean continental lithosphere : New constraints on thickness and heat production of the subcontinental lithospheric mantle, *J. Geophys. Res.*, *112*, B04,408, doi :10.1029/2006JB004464.
- Mitrovica, J. X., and A. M. Forte (1997), Radial profile of mantle viscosity : Results from the joint inversion of convection and postglacial rebound observables, *J. Geophys. Res.*, *102*, 2751–2770, doi :10.1029/96JB03175.
- Navrotsky, A. (1995), Thermodynamic Properties of Minerals, *Mineral Physics and Crystallography : A handbook of physical constants*, AGU.
- Nyblade, A. A., and H. N. Pollack (1993), A comparative study of parameterized and full thermal-convection models in the interpretation of heat flow from cratons and mobile belts, *Geophys. J. Int.*, *113*, 747–751, doi :10.1111/j.1365-246X.1993.tb04665.x.
- Parsons, B., and D. McKenzie (1978), Mantle convection and the thermal structure of the plates, *J. Geophys. Res.*, *83*, 4485–4496, doi :10.1029/JB083iB09p04485.
- Parsons, B., and J. G. Sclater (1977), An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age, *J. Geophys. Res.*, *82*, 803–827, doi :10.1029/JB082i005p00803.
- Pedersen, H. A., S. Fishwick, and D. B. Snyder (2008), A comparison of cratonic roots through consistent analysis of seismic surface waves, *Lithos*, doi :doi :10.1016/j.lithos.2008.09.016.
- Perry, H. K. C., C. Jaupart, J.-C. Mareschal, and G. Bienfait (2006a), Crustal heat production in the Superior Province, Canadian Shield, and in North America inferred from heat flow data, *J. Geophys. Res.*, *111*, B04,401, doi :10.1029/2005JB003,893.
- Perry, H. K. C., C. Jaupart, J.-C. Mareschal, and N. M. Shapiro (2006b), Upper mantle velocity-temperature conversion and composition determined from seismic refraction and heat flow, *J. Geophys. Res.*, *111*, B07,301, doi :10.1029/2005JB003921.
- Pinet, C., C. Jaupart, J.-C. Mareschal, C. Gariépy, G. Bienfait, and R. Lapointe (1991), Heat flow and structure of the lithosphere in the eastern Canadian shield, *J. Geophys. Res.*, *96*, 19,941–19,963, doi :10.1029/91JB01020.
- Pollack, H. N. (1986), Cratonization and thermal evolution of the mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, *80*, 175–182, doi :10.1016/0012-821X(86)90031-2.
- Pollack, H. N., and D. S. Chapman (1977), On the regional variation of heat flow, geotherms and thickness of the lithosphere, *Tectonophysics*, *38*, 279–296.
- Pollack, H. N., S. J. Hurter, and J. R. Johnson (1993), Heat flow from the Earth's interior - Analysis of the global data set, *Rev. Geophysics*, *31*, 267–280, doi :10.1029/93RG01249.
- Rolandone, F., C. Jaupart, J. C. Mareschal, C. Gariépy, G. Bienfait, C. Carbonne, and R. Lapointe (2002), Surface heat flow, crustal temperatures and mantle heat flow in the

- Proterozoic Trans-Hudson Orogen, Canadian Shield, *J. Geophys. Res.*, 107(B12), 2341, doi :10.1029/2001JB000698.
- Rudnick, R. L., and D. M. Fountain (1995), Nature and composition of the continental crust : a lower crustal perspective., *Rev. Geophysics*, 33(3), 267–309, doi :10.1029/95RG01302.
- Rudnick, R. L., and S. Gao (2003), Composition of the Continental Crust, *Treatise on Geochemistry, Volume 3. Editor : Roberta L. Rudnick. Executive Editors : Heinrich D. Holland and Karl K. Turekian. pp. 659. ISBN 0-08-043751-6. Elsevier, 2003., p.1-64, 3, 1–64*, doi : 10.1016/B0-08-043751-6/03016-4.
- Rudnick, R. L., and A. A. Nyblade (1999), The thickness of Archean lithosphere : Constraints from xenolith thermobarometry and surface heat flow, in *Mantle Petrology : Field Observations and high pressure Experimentation : A tribute to Francis R. (Joe) Boyd*, vol. 6, edited by Y. Fei, C. M. Bertka, and B. O. Mysen, pp. 3–11, Spec. Pub. Geochem. Soc.
- Rudnick, R. L., W. F. McDonough, and R. J. O’Connell (1998), Thermal structure, thickness and composition of continental lithosphere, *Chem. Geol.*, 145, 395–411.
- Russell, J. K., G. M. Dipple, and M. G. Kopylova (2001), Heat production and heat flow in the mantle lithosphere, Slave craton, Canada, *Phys. Earth Planet. Interiors*, 123, 27–44.
- Schärmeli, G. (1979), Identification of radioactive thermal conductivity in olivine up to 25 kbar and 1500 K, paper presented at 6th AIRAPT Conference, Int. Assoc. for Res. and Adv. of High Pressure Sci. and Technol., Boulder, Co.
- Schatz, J. F., and G. Simmons (1972), Thermal conductivity of Earth materials at high temperatures, *J. Geophys. Res.*, 77, 6966–6983, doi :10.1029/JB077i035p06966.
- Shankland, T. J., U. Nitsan, and A. G. Duba (1979), Optical absorption and radiative heat transport in olivine at high temperature., *J. Geophys. Res.*, 84, 1603–1610, doi : 10.1029/JB084iB04p01603.
- Shapiro, N. M., and M. H. Ritzwoller (2002), Monte-Carlo inversion for a global shear-velocity model of the crust and upper mantle, *Geophys. J. Int.*, 151, 88–105, doi :10.1046/j.1365-246X.2002.01742.x.
- Shapiro, N. M., M. H. Ritzwoller, J. C. Mareschal, and C. Jaupart (2004), Lithospheric structure of the Canadian Shield inferred from inversion of surface-wave dispersion with thermodynamic *a priori* constraints, in *Geological Prior Information : Informing Science and Engineering*, edited by A. Curtis and R. Wood, 239, pp. 175–194, Geol. Soc. Lond. Spec. Pub.
- Shaw, D. M., A. P. Dickin, H. Li, R. H. McNutt, H. P. Schwarcz, and M. G. Truscott (1994), Crustal geochemistry in the Wawa-Foleyet region, Ontario, *Can. J. Earth. Sci.*, 31, 1104–1121.

- Solomatov, V. S. (1995), Scaling of temperature- and stress-dependent viscosity convection, *Physics of Fluids*, 7, 266–274, doi :10.1063/1.868624.
- Solomatov, V. S., and L.-N. Moresi (2000), Scaling of time-dependent stagnant lid convection : Application to small-scale convection on Earth and other terrestrial planets, *J. Geophys. Res.*, 105, 21,795–21,818, doi :10.1029/2000JB900197.
- Stein, C. A., and S. Stein (1992), A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age, *Nature*, 359, 123–129, doi :10.1038/359123a0.
- Taylor, A., and A. S. Judge (1979), Permafrost studies in northern Quebec, *Geogr. Phys. Quat.*, 33, 245–251.
- Thurston, P. C. (2002), Autochthonous development of Superior Province greenstone belts ?, *Precamb. Res.*, 115, 11–36.
- Van der Lee, S., and A. Frederiksen (2005), Surface wave tomography applied to the North American upper mantle, in *AGU Monograph : Seismic Earth : Array analysis of Broadband Seismograms*, edited by A. Levander and G. Nolet, pp. 67–80.
- van der Lee, S., and G. Nolet (1997), Upper mantle S velocity structure of North America, *J. Geophys. Res.*, 102, 22,815–22,838, doi :10.1029/97JB01168.
- Wickens, A., and G. Buchbinder (1980), S-wave residuals in Canada, *Bull. Seism. Soc. Am.*, 70, 809–822.
- Xu, Y., T. J. Shankland, S. Linhardt, D. C. Rubie, F. Langenhorst, and K. Klasinski (2004), Thermal diffusivity and conductivity of olivine, wadsleyite and ringwoodite to 20 GPa and 1373 K, *Phys. Earth Planet. Int.*, 143–144, 321–336, doi :10.1016/j.pepi.2004.03.005.
- Zhong, S., and M. Gurnis (1993), Dynamic feedback between a continentlike raft and thermal convection, *J. Geophys. Res.*, 98, 12,219–12,232, doi :10.1029/93JB00193.